PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 3. 1. Februar 1922. Redaktionsschluß für No. 5 am 10. Februar 1922. 23. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

Fr. Ahlborn, Turbulenz und Geschwindigkeitsverteilung in Flußläufen. S. 57.

H. Greinacher, Über das Leuchten der Flammenionen im Luftfunken. S. 65.

R. Minkowski, Über den Einfluß des Druckes fremder Gase auf *D*-Linien in gesättigtem *Na*-Dampf. S. 69.

Vorträge und Diskussionen des deutschen Physikertages in Jena vom 18.—24. September 1921:

Ch. Füchtbauer u. G. Joos, Über Intensität und Verbreiterung von Spektrallinien. S. 73.

Besprechungen:

Joh. Biehle, Der Einfluß der Aufhängung schwingender Glocken auf ihre Tongebung. S. 80.

Personalien. S. 80.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Turbulenz und Geschwindigkeitsverteilung in Flußläufen.

Von Fr. Ahlborn.

(Mit Tafel I.)

Inhalt.

Die Verteilung der Geschwindigkeit in Flußläufen ist durch Wirbelbildung bedingt. Entstehung, Polarisation und Struktur der Wirbel, ihre äußere Gestalt. Die bisher unerklärliche Abnahme der Geschwindigkeit nahe der Oberfläche. Der Aufstieg der Grundwirbel, dynamische und statische Ursachen. Der Abbau der wandernden Wirbel am Wasserspiegel unter dem Einfluß der Schwere. Beobachtung des Abbaues in freien Wasserläufen, Wirbelquellen und Wassersprung. Erklärung der Geschwindigkeitsabnahme an der Oberfläche durch den Abbau der Wirbel. Die Turbulenz als Ganzes, ihre Entstehung und Vernichtung. Das Umlaufssystem des Flusses, erläutert an photographischen Aufnahmen einer der Reibung unterworfenen Strömung in Strom- und Kraftlinien. Erklärung des Durchflußprofils durch die entgegengesetzten Zirkulationen der wandernden und zerfallenden Wirbel.

Die Geschwindigkeit eines fließenden Gewässers ist bekanntlich nicht gleichförmig über den Querschnitt verteilt; sie ist am geringsten an den festen Grenzen des Mediums, erreicht im mittleren Hauptteil des Stromes die volle Größe und nimmt dann in der Nähe der freien Oberfläche merkwürdigerweise wieder ab (Fig. 1).

Die Abnahme der Geschwindigkeit in der Tiefe ist durch die Reibung der Flüssigkeit an den rauhen Wänden des Flußbettes leicht erklärlich. Sie beruht aber nur zum kleinsten Teil auf laminaren Gleitverlusten. In der Hauptsache sind die Reibungsvorgänge ausgedehnte Wirbelbildungen, deren Stärke von der Stromgeschwindigkeit, deren Form und Größe von der Beschaffenheit des Grundes, der Gerölle und Sinkstoffe abhängen, die den Boden bedecken.

Nach den Ergebnissen der photographischen Strömungsanalyse entstehen die Wirbel dadurch, daß an den Hindernissen in gewissen Linien (Unstetigkeitslinien oder Drehlinien) der Druck negativ wird, und daher die angrenzende

Fig. 1. Verteilung der Geschwindigkeit eines Flusses im senkrechten Längsschnitt.

tangentiale Strömung durch den zentripetalen Zug gezwungen wird, diese Linien in kreisenden Bahnen zu umfließen. Die fortschreitende Bewegung des Stromes wird daher im Bereich der Wirbelbildung so lange aufgehalten, bis die Wirbel ihre volle, durch die räumlichen Verhältnisse bedingte Größe erlangt haben und dann von der Hauptströmung mitgerissen werden. So entstehen die wandernden Wirbel. An den frei gewordenen Ursprungsstätten, die man füglich Wirbelnester nennen könnte, beginnt augenblicklich die Entwicklung neuer Wirbel gleicher Art.

Das Haften der Wirbel während der Entwicklung am Orte ihrer Entstehung ist die Hauptursache der Geschwindigkeitsabnahme am Boden der Flüsse.

Die Wirbel eines freien Wasserlaufs rotieren im allgemeinen in demselben Sinne, nämlich an der Oberseite stromabwärts, sie sind also „polarisiert". Zwei oder mehrere Wirbel, die einander nahe genug sind, drehen sich um-

einander nach den Wirbelgesetzen. Auf photographischem Wege konnte ich zeigen, daß auf diese Weise zusammengesetzte Wirbel mit mehreren, unter Umständen auch vielen zirkulierenden Achsen entstehen können. Diese Vorgänge spielen schon in der anfänglichen Entwicklung eine bedeutsame Rolle. Soweit sie sich später auch zwischen den treibenden Wirbeln fortsetzen, geschieht dies offenbar wieder auf Kosten der Durchflußgeschwindigkeit. Aber die Drehung der Wirbel umeinander ist eine langsame Bewegung und daher auch der Geschwindigkeitsverlust in den höheren Wasserschichten nur gering.

Die empirische Geschwindigkeitskurve ist hiernach wohl verständlich, bis auf den oberen Abschnitt, in dem die Geschwindigkeit wieder abnimmt, obgleich dieser Bereich von den hemmenden Einflüssen des Flußbettes am weitesten entfernt ist, und daher gerade hier der Höchstwert der Geschwindigkeit zu erwarten wäre.

Um eine Erklärung dieser paradoxen Tatsache hat man sich seit langer Zeit vergeblich bemüht. Festgestellt ist dabei nur, daß ein Gegenwind als Ursache nicht in Frage kommen kann, da die Messungen bei ganz ruhiger Luft und in eingeschnittenen Tälern vorgenommen wurden. Auch an eine Wirkung der Oberflächenhaut hat man gedacht. Hagen meint, die Oberfläche sei ein ganz anderer Körper, als das Wasser selbst, und habe die Eigenschaft der Flüssigkeit ganz oder wenigstens in gewissem Grade verloren; man dürfe indessen nicht erwarten, daß bei einem großen Strome von den Ufern aus noch eine Verzögerung der Oberfläche veranlaßt werden sollte.

G. van der Mensbrugghe (zitiert nach Ph. Forchheimer, Hydraulik, 1914, S. 108) glaubt die Ursache darin zu erkennen, daß die Oberflächenhaut der Verdunstung ausgesetzt sei, so daß immer neue Teilchen von ihr aufgenommen werden, die dabei ihre kinetische Energie in potentielle umwandeln. Dann müßte die Erscheinung bei Regen aufhören, was sie nicht tut.

H. Hahn, G. Herglotz und K. Schwarzschild[1]) suchen den Grund darin, daß die Turbulenz oder die Reibung im Verhältnis zum Geschwindigkeitsunterschiede der Wasserschichten an der Oberfläche am größten sei. Forchheimer lehnt diese Theorie mit der folgenden Begründung ab. „Das erklärt wohl, daß an der Oberfläche die Geschwindigkeit sich nur wenig ändert, aber bei breitem Strome kaum, daß sie in der Nähe der Luft nach oben abnimmt. Die Abnahme beweist vielmehr, daß Wirbel oder Spiralbewegungen um wagerechte Achsen Teilchen von geringer Geschwindigkeit von der Sohle zur Oberfläche bringen. In der Tat beobachtete J. B. Francis, daß Kalkmilch, die er nahe an der Sohle ins Wasser gespritzt hatte, nach Zurücklegung einer der 10- bis 30fachen Tiefe gleichen Strecke an der Oberfläche erschien." — Der Versuch von Francis ist bedeutsam und findet durch die Bewegung der wandernden Wirbel seine Erklärung. Die Annahme Forchheimers, die auf J. Thomsen[1]) zurückzugehen scheint, es müßte Flüssigkeit von geringer Geschwindigkeit durch Wirbel vom Boden zur Oberfläche befördert werden, ersetzt das Rätsel der tatsächlichen Geschwindigkeitsabnahme an der Oberfläche durch einen nicht weniger rätselhaften, gedachten Vorgang: wenn die Wirbel die Geschwindigkeit des Stromes nahe dem Boden hemmen, so ist nicht abzusehen, warum diese ihre Wirkung in der Region der großen Geschwindigkeiten unterbrochen sein sollte, um sich erst wieder nahe unter der Oberfläche bemerkbar zu machen.

Die Ansichten der Autoren gehen hiernach zwar im allgemeinen darauf hinaus, daß die rätselhafte Geschwindigkeitsabnahme irgendwie mit Wirbelungen zusammenhängen werde, es ist aber nicht gelungen, irgendeine mechanisch einwandfreie Art eines solchen Zusammenhanges zu ersinnen, die man als eine Erklärung jener Erscheinung ansehen könnte.

Der Aufstieg der Grundwirbel.

Es ist eine bemerkenswerte Tatsache, daß die Grundwirbel eine aufsteigende Tendenz haben und nach einiger Zeit an die Oberfläche des Stromes gelangen. Sie halten sich also nicht nur in der Nähe des Grundes, sondern der ganze Querschnitt des Flusses ist von ihnen durchsetzt, und die älteren, weiter oberhalb entstandenen Wirbel befinden sich im allgemeinen über den jüngeren. Neue Wirbel bilden sich am Grunde unter den älteren; die wachsenden Wirbel gewinnen an Umfang, ihre Achsen werden also vom Boden gehoben. Ein statischer Auftrieb läßt sich aus der mit der Rotation zusammenhängenden Druckverminderung im Innern des Wirbels ableiten, zumal wenn Luft eingeschlossen ist. Daneben entsteht ein dynamischer Auftrieb, wenn der Wirbel bei Beginn seiner Wanderung durch die überlagerte Hauptströmung beschleu-

1) H. Hahn, G. Herglotz u. K. Schwarzschild, Zeitschr. path. Phys. 1904, S. 417.

1) J. Thomsen, Lond. Roy. Soc. Proc. 28, p. 120.

nigt wird. Da die Stromgeschwindigkeit dann über dem Wirbel größer ist als unten, muß eine Druckdifferenz vorhanden sein, die eine nach oben gerichtete Seitenkraft (Magnus-Effekt) auslöst. Dies folgt auch aus den Untersuchungen von V. Bjerknes über die elektromagnetisch-hydrodynamischen Analogien der Kraftfelder, wonach Wirbel von gleichem Drehsinn sich voneinander zu entfernen suchen, sich abstoßen, entgegengesetzt wie elektrische Leiter gleichgerichteter Ströme. Man hat sich in diesem Falle den geradlinig angenommenen Strom, der dem Wirbel überlagert ist, als Umlauf eines unterhalb im Unendlichen liegenden Wirbelkerns vorzustellen (Fig. 2). Der Auf-

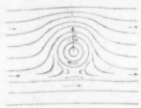


Fig. 2. Wandernder Wirbel mit überlagerter geradliniger Strömung.

trieb ergibt sich dann aus dem Druckgefälle vom Drucksattel oder Staupunkt unterhalb des Wirbels gegen das Gebiet gesteigerter Geschwindigkeit und verminderten Druckes über dem Wirbel.

Der dynamische Auftrieb ist in dem Moment am stärksten, wo der Wirbel aus seinem Nest gerissen wird, also am Anfang seiner Wanderung, weil dann der translatorische Geschwindigkeitsunterschied am größten ist; und je mehr der Wirbel die Geschwindigkeit des Hauptstromes annimmt, um so schwächer wird dieser Auftrieb, bis er in dem Moment gleich Null wird, wo er dieselbe Geschwindigkeit hat wie der Strom, und die überlagerte Bewegung für ihn verschwindet.

Von diesem Moment ab besteht nur noch der statische Auftrieb, der auf Druckverminderung im Innern des Wirbels infolge der Rotation zurückzuführen ist. Der Wirbel steigt nun wie in einer ruhenden Flüssigkeit weiter. Dies kommt aber auf dasselbe hinaus, als ob er sich in einem ihm von oben entgegenkommenden Strome bewege (Fig. 2 nun von rechts zu sehen). Er muß daher wieder durch Magnus-Effekt eine Seitenkraft erfahren, die ihn stromabwärts ablenkt. Aus allem ergibt sich, daß die Bahn des aufsteigenden Wirbels die Form einer Halbparabel haben wird, deren Scheitel an der Ursprungsstelle des Wirbels liegt, und die je nach der Stärke des Wirbels mehr oder weniger steil ausfällt. Von der wahrscheinlich ganz geringfügigen Ablenkung der Bahn nach unten, die sich aus der Abnahme der Stromgeschwindigkeit in der Nähe des Wasserspiegels ableiten läßt, kann man absehen.

Mit der ungleichen Steilheit der Wirbelbahnen ist die Möglichkeit gegeben, daß sie sich schneiden und daß Wirbel von ungleicher Stärke während des Aufstieges zusammentreffen. Gerät aber ein Wirbel in den Bereich des Umlaufes eines stärkeren anderen, so ist er gezwungen, um diesen eine planetarische Drehung auszuführen, er verliert seine Selbständigkeit und verstärkt nur die Zirkulation des größeren Wirbels. Da sich dieser Vorgang vielfach wiederholen kann, muß die Zahl der Wirbel mit dem Abstande von der erzeugenden Grundfläche abnehmen, ihre Stärke aber zunehmen. Die Untersuchungen von Dines über die Abnahme der Turbulenz des Windes in den höheren Luftschichten bestätigen dies und finden hierdurch ihre Erklärung.

Die Strudel der fließenden Gewässer, die Böen des Windes, werde durch wandernde Wirbel hervorgerufen. Diese haben nach meinen Untersuchungen die typische Form mondsichelförmig gekrümmter, gedrungener Girlandenbogen mit herabhängenden oder nachschleppenden, trombenförmigen Enden, können aber auch, je nach ihrer Herkunft, lange, in spiralig drehende Spitzen oder Zöpfe auslaufende Walzen sein, oder, im andern Grenzfall, der Form einer Kugel oder eines Rotationsellipsoids nahe kommen. Es braucht kaum gesagt zu werden, daß die in Fig. 3 zur schematischen Darstellung dieser

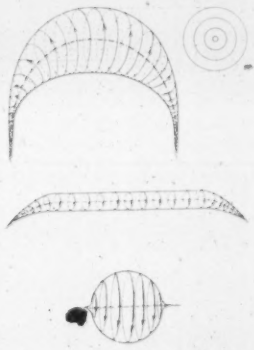


Fig. 3. a—c drei typische Formen treibender Wirbel.

Formen gewählten scharfen Konturen in Wirklichkeit nicht vorhanden sind, da die Umlaufbewegung eines Wirbels nach außen hin

allmählich abnimmt und abstirbt und theoretisch erst im Unendlichen aufhört.

Der Abbau der Wirbel. Dringt nun eine so gestaltete wirbelnde Wassermasse gegen die Oberfläche vor, so wird ihr Gleichgewicht in dem Augenblick gestört, wo sie den Wasserspiegel in Form eines kleinen Hügels durchbricht (Fig. 4a). Dieser Hügel würde nach

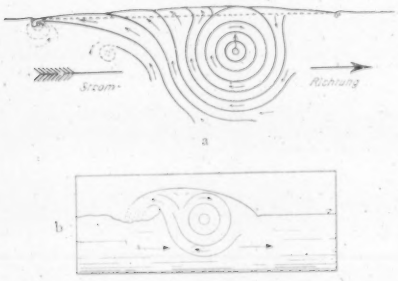


Fig. 4. Abbau eines auftauchenden Wirbels unter dem Einfluß der Schwere; a) bei langsamer, b) bei starker Drehung mit Wassersprung.

allen Seiten symmetrisch abfließen, wenn keine Drehung vorhanden wäre. Da die Wirbel vorwiegend quer im Strome stehen und an der Oberseite stromabwärts drehen, so muß die Schwerkraft den am vorderen Hang des Hügels nach unten drehenden Teil der auftauchenden äußersten Zirkulationsschichten beschleunigen, auf der andern Seite des Hügels aber die heraufkommenden Flüssigkeitsteile verzögern und über den Hang stromaufwärts ablenken, soweit die kinetische Energie nicht ausreicht, die eintretende Hemmung zu überwinden. Die Kammlinie des Hügels trennt die beiden Abflußgebiete, die seitlich ineinander übergehen. Da nun im weiteren Aufsteigen des Wirbels auch alle weiteren, jeweils äußeren Zirkulationsschichten, die bei der Drehung die Oberfläche oberhalb der Kammlinie erreichen, dasselbe Schicksal erfahren, so wird durch diesen Vorgang, meist innerhalb sehr kurzer Zeit, der ganze Wirbel spiralig abgeschält und die zirkulierende Flüssigkeit in der zurückgeworfenen Lamelle stromaufwärts befördert. Obwohl nun der Geschwindigkeitsunterschied zwischen der Lamelle und der Strömung nur gering sein kann, muß sich doch unter dem oberen Rande der Lamelle eine, wenn auch schwächere Wirbelung entgegengesetzter Drehung herausbilden, so daß sich der ganze Vorgang als eine Art Umwickelung des Wirbels auf Gegendrehung darstellt. Während des Abbaues muß die Ortsbewegung des treibenden Wirbels, infolge des einseitig höheren Druckes zunehmen.

Diese Erscheinungen sind analog denen, die eintreten müßten, wenn man ein Wirbelpaar, oder, was auf dasselbe hinauskommt, einen stabförmig gedachten Wirbel seinem Spiegelbild, durch eine am Kern angreifende Kraft nähern könnte, ohne daß die Zirkulation außen beeinträchtigt wird. Was dann geschieht, ist in Fig. 5 durch einen Film von sechs Stadien dargestellt.

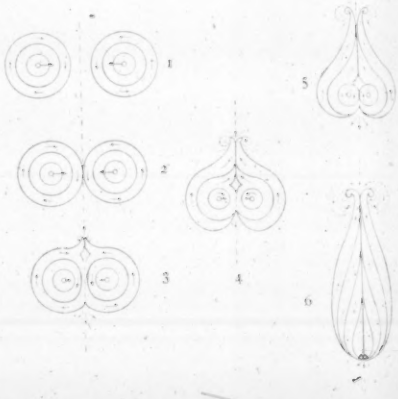


Fig. 5. Schema des Abbaus eines Wirbelpaares (Wirbelringes) entgegengesetzter Drehung unter der Annahme, daß die Achsen bis zur Berührung genähert werden.

Nähern sich die Wirbel, so wird zwar zunächst der Durchfluß zwischen ihnen nahe der Symmetriebene beschleunigt werden, aber in einem Moment der Annäherung entwickelt sich hier zwischen den einander entgegenkommenden äußeren Schichten der Zirkulation ein Drucksattel, in dessen Mitte die Strömung zur Ruhe kommt, und der nun jederseits eine Spaltung dieser Schichten hervorruft, indem er die äußeren Lamellen nach außen, parallel der Symmetrieebene ablenkt. Bei der weiteren Annäherung schreitet der Vorgang bis zur völligen Abschälung der Wirbel fort, und die vorher zirkulierende Flüssigkeit bewegt sich nun in der angegebenen Richtung, ohne einen merklichen Energieverlust erlitten zu haben. Jede Symmetriehälfte des Bildes enthält im wesentlichen dieselben Bewegungen, wie sie sich beim Abbau eines treibenden Wirbels am Niveau abspielen.

Die im Versuch zur Annäherung der Wirbel

angenommene Seitenkraft entspricht einerseits dem Auftrieb des treibenden Wirbels, andrerseits der Schwere, die in dem über den Wasserspiegel gehobenen Flüssigkeitssegment eine gleich große und entgegengesetzt gerichtete Kraft betätigt, wie sie im Versuch vom Spiegelbild ausging.

Man kann die Entladungen der treibenden Wirbel in allen freien Wasserläufen beobachten, wenn die Oberfläche nicht zu sehr von Wellen erregt ist. Eine sehr günstige Gelegenheit dazu und zugleich die Veranlassung zu der vorliegenden Untersuchung gab mir im vorigen Jahr eine Fahrt auf der Weser an Bord eines von Münden nach Hameln abwärts gehenden Dampfers. Es war ein heller Sommertag, und die Luft zwischen den waldigen Bergen fast überall windstill. Da der scharf gebaute Dampfer bei der langsamen Talfahrt nur eine geringe Bugwelle erzeugte, war die spiegelglatte Wasserfläche neben dem Vorschiff fast nur durch die Erscheinungen der überall aufsteigenden Wirbel gestört.

Der Anblick der zerfallenden Wirbel erinnert durchaus an aufkommende Quellen, ich nenne sie daher „Wirbelquellen". Wo der Rücken einer Böe, wie man die wandernden Wirbel kurz bezeichnen kann, die Oberfläche durchbricht, erscheint er zunächst als kleine gebuckelte Quellkuppe, die ringsum von einer Schar feiner Kapillarwellen umgeben ist. Bei günstiger Beleuchtung sieht man, daß der Rand der Kuppe stromabwärts tiefer, stromaufwärts höher liegt als der Wasserspiegel. Die Bewegung ist zuerst eine fast ganz unveränderte ruhige Drehung, aber der dem oberen Rande nahe liegende Staurücken wandert mit zunehmender Geschwindigkeit zum unteren Rande der sich dehnenden Fläche, in der daher am Schluß nur lebhafte rückläufige Bewegung herrscht. Der Abschälungsvorgang erreicht die gekrümmte Wirbelachse zuerst an ihrem höchsten Punkte und schreitet von da so schnell nach beiden Seiten fort, daß man mit dem Auge nicht verfolgen kann, woher in diesem Moment die zu beiden Seiten erscheinenden Wirbeltrichter kommen, die nichts anderes sind, als die übrig gebliebenen, herabhängenden Trombenenden der Böe. Diese setzen die aufsteigende Bewegung fort und entfernen sich daher um so weiter von dem mittleren Felde, je mehr die Richtung ihrer Achsen von der senkrechten abweicht, je flacher also die Krümmung der Böe war. Hiervon ist auch die Form des Feldes abhängig, die gewöhnlich nicht erheblich von der eines Kreises abweicht. In Fig. 6 habe ich die Erscheinungen in fünf aufeinander folgenden Stadien dargestellt. Die eingezeichneten Höhenlinien lassen die Verschiebung des Druckrückens vom oberen zum unteren Rande des Feldes und die gleichzeitigen Strömungen erkennen. Man wolle sich bei der Betrachtung einen Wirbel von der Form Fig. 3a im Niveau aufsteigend denken.

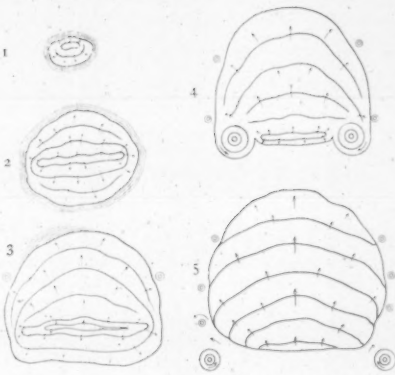


Fig. 6. Abwickelung eines auftauchenden Wirbels im Wasserspiegel, von oben gesehen: sog. Quelle im Fluß, „Wirbelquelle".

Von besonderem Interesse ist nun noch die auffällige Tatsache, daß außer den erwähnten Wirbeltrichtern noch andere, kleinere Kreiselpaare während der Entladung am vorderen Umfang des Feldes auftreten. Diese Wirbelchen stammen, wie eingangs erwähnt, von den kleineren Böen her, die der Wirbel teils während seiner Entwicklung am Grunde, teils auf der Wanderung in seine Zirkulation aufgenommen hat, so daß sie ihn planetenartig umkreisen. Solche Planetenwirbel finden sich stets in wechselnder Zahl und in verschiedenen radialen Abständen im Umlauf der wandernden Wirbel, die zuletzt in das System aufgenommenen am weitesten nach außen. Wenn daher der Hauptwirbel bei seiner Strandung am Wasserspiegel abgeschält wird, so müssen dabei diese eingeschlossenen Wirbel, in umgekehrter Reihenfolge wie sie aufgenommen wurden, wieder zum Vorschein kommen. Aber in demselben Moment, wo sie frei werden, zerfallen sie in derselben Weise wie der Hauptwirbel, indem sie kleinere, sekundäre Quellströme im Abbaufelde hervorrufen. Die Erscheinungen werden durch diese überlagerten Bewegungen um so verwickelter, als die Planetenwirbel wieder in derselben Weise noch kleinere Trabanten enthalten können. Und von allen diesen Gliedern des wirbelnden Systems können

beim Zerfall die Achsenenden in Form von Trichtern am Rande des Feldes sichtbar werden. Dazu kommt nun noch, daß auch die kleinen Gegenwirbel, die an der Unterseite der aufwärts strömenden Lamelle entstehen, wieder die Form der wandernden Wirbel haben, aber gleichsam auf dem Kopf stehen und an ihren nach oben gerichteten Enden vom Niveau begrenzt werden. Diese Enden erscheinen nun gleichfalls als kleine Strudeltrichter, die infolge der umgekehrten Stellung der Wirbel trotz der entgegengesetzten Drehung doch in demselben Sinne drehen, wie die von dem zerfallenden Wirbel stammenden Trichter, so daß beide Arten an der Oberfläche nicht voneinander zu unterscheiden sind. Die Anzahl der Trichter in einem Einzelfall festzustellen, ist ohne photographische Hilfsmittel kaum möglich, da die Wirbelchen meist recht beweglich sind, sich umeinander drehen und leicht miteinander verschmelzen.

Der Abbau der auftauchenden Böen durch die Schwerkraft ließ sich übrigens recht gut auch an den Wirbeln verfolgen, die von den Radschaufeln des Dampfers ausgingen. Jede Schaufel erzeugt, wie ein Bootsruder, an ihrer Leeseite eine Böe, deren aufwärts gebogenen Enden mit Trichtern im Wasserspiegel endigen. Diese Wirbel folgen dicht hintereinander, sind aber deutlich voneinander getrennt. Wo sie hinter dem Radkasten auftauchen, sieht man die Abschälung und das Zurückfluten der äußeren, aufsteigenden Umlaufsschichten in analoger, aber weit stürmischerer Weise, als bei den Grundwirbeln.

Besonders schön sah ich kürzlich im Göttinger Leinekanal die Abwickelung einer dichten Reihe von Wirbeln (Fig. 7), die an einem

Fig. 7. Entstehung, Wanderung und Zerfall des Grundwirbels eines Flusses.

vereinzelten größeren Hindernis am Grunde des etwa 30 cm tiefen Flüßchens entstanden. Die Wirbel tauchten in regelmäßiger Folge alle an derselben Stelle auf, nachdem sie einen Weg von etwa 50 cm von ihrem Ursprung zurückgelegt hatten. Innerhalb einer weiteren Strecke von 50 bis 80 cm waren sie bis auf die Trombenenden abgebaut. Die Entladung vollzog sich so heftig, daß die Rückwärtsströmung in stromauf überkippende, brandende Wellen überging. An einer andern Stelle der Leine, wo in einer Stromschnelle faustgroßes Geröll den Grund bedeckte, war die Entladung der überall aufkommenden Grundwirbel noch stärker, so daß die stromaufwärts überkippenden Wellen (Fig. 4 b) ein helles, plätscherndes Klingen hervorriefen, anders als das murmelnde Rauschen, das von Überfällen des Wassers über Gerölle herrührt, die nicht vollkommen überflutet sind.

Diese springenden Bewegungen werden in der Hydraulik als „Wassersprung" bezeichnet. Da man zur Erklärung desselben bisher nur auf die Beobachtung der Oberfläche angewiesen war, mußte die Erscheinung rätselhaft bleiben. Nach den vorstehenden Ergebnissen ist der Wassersprung die heftige Form der Wirbelquelle, bei der die zurückflutende Lamelle sich brandungsartig überstürzt. Zwischen diesem extremen Fall und der ruhigen Abwickelung der Wirbel in langsamen Strömen sind in der Natur alle Übergangsformen vorhanden. Es erklären sich nun auch die Wellenbuckel, welche dem Wassersprung stromauf voranzugehen pflegen, denn diese Buckel werden durch die in regelmäßigen Abständen heraufkommenden und auftauchenden Wirbel erzeugt, bevor durch die schnelle Drehung des Wirbelkerns der sprungartige Schluß des Zerfalls eintritt. Der Wassersprung wird im allgemeinen durch junge, kräftige, noch nicht lange wandernde Wirbel hervorgebracht, deren tangentiale Geschwindigkeit noch nicht durch Übertragung der Energie auf große umlaufende Massen geschwächt ist.

Es kann keinem Zweifel unterliegen, daß wir in den beschriebenen Vorgängen der Auflösung der Wirbel durch die Schwerkraft die Hauptursache der Vernichtung der turbulenten Bewegungen vor uns haben, der gegenüber die molekulare Reibung angesichts der geringen Zähigkeit des Wassers kaum ins Gewicht fällt. Da nun die Turbulenz eines Flusses nicht akkumuliert, die Gesamtzirkulation nicht vergrößert wird, obgleich am Grunde ohne Unterbrechung neue Wirbel erzeugt werden, muß durchschnittlich in jedem Querschnitt des Flusses ebensoviel Zirkulation vernichtet, wie neu geschaffen werden.

In den mitgeteilten Fällen konnten die Wirbel auf ihrem ganzen Lebenswege, von der Entstehung bis zum Zerfall, verfolgt werden, und es liegt kein Grund vor für die Annahme, daß sie auf ihrer Wanderung einen andern Energieverlust als durch innere Reibung erlitten haben könnten. Da dieser nun sicher sehr gering ist, muß bei dem Zerfall der Wir-

bel im Niveau nahezu ebensoviel Energie umgesetzt werden, wie dem Hauptstrome bei der Entwicklung der Wirbel am Grunde entzogen wurde. Würden daher die Abwicklungslamellen der zerfallenden Wirbel immer genau der Stromrichtung entgegen fließen, so müßte auch die Abnahme der Stromgeschwindigkeit nahe der Oberfläche annähernd ebenso groß sein wie am Grunde. Daß dies nicht der Fall ist, hat seinen Grund teils in der unregelmäßigen Lage oder unvollkommenen Polarisation der wandernden Wirbel, teils in der quellenartigen, allseitigen Bewegung des Abflusses. Daher fällt auch beim Abbau der Wirbel die Hauptrichtung der ausfließenden Lamelle nur mit einer wechselnden Komponente der Stromrichtung genau entgegen, während der vorherrschende Rest der Entladung in mehr oder weniger schrägen Richtungen erfolgt und so mit den transversalen Komponenten ohne Einfluß auf die Stromgeschwindigkeit bleibt. Das Rätsel der Geschwindigkeitsabnahme in den oberen Wasserschichten erklärt sich somit vollständig als eine Folge der Turbulenz und des Zerfalls der wandernden Wirbel in dem Augenblicke, wo sie in ihrem Aufstiege die Grenze des Wasserspiegels zu durchdringen suchen.

Der Einblick in das Wesen der Turbulenz, den uns die mehrfach überlagerten planetenartigen Systeme der treibenden Wirbel bei ihrem Abbau enthüllten, bedarf nun noch einer Erweiterung und eines Abschlusses. Man erkennt sofort, daß die sichtbare Wanderung aller dieser Wirbel nach oben von einer gleich ergiebigen entgegengesetzten Bewegung nach unten begleitet sein muß, weil der kontinuierliche Zusammenhang der Flüssigkeit im ganzen bestehen bleibt.

Eine solche Bewegung vollzieht sich nun unter dem Einfluß der polarisierten wandernden Wirbel in großen Umläufen oder Wirbelwalzen, welche die ganze strömende Flüssigkeit in ihre Kreise ziehen.

Nach den bekannten Untersuchungen von O. Reynolds über die Entstehung der Turbulenz in Röhren und die kritischen Geschwindigkeiten gerät die Flüssigkeit bei dem plötzlichen Eintritt des turbulenten Zustandes in eine unentwirrbare drehende Bewegung, die bei momentaner Beleuchtung nur anfangs noch Andeutungen von Wirbeln erkennen läßt. Eigene, nach photographischen Methoden durchgeführte Untersuchungen über die Strömungen in Rinnen und Rohren, die ich während des Krieges in meiner Versuchsabteilung der Flugzeugmeisterei in Adlershof gelegentlich einer Prüfung von Flugzeugkühlern anstellte, haben ergeben, daß die turbulenten Bewegungen nach diesen Methoden sehr wohl entwirrbar sind.

Es zeigte sich dabei, daß in Rohren die Turbulenz immer aus einfach oder mehrfach überlagerten Systemen ringförmiger Wirbelungen besteht, und ebenso, daß die Strömung in offenen Gerinnen aus einer Reihe großer, die ganze Flüssigkeit umfassender halbringförmiger Wirbel zusammengesetzt ist, die den kleinen, von den Rauheiten der Wände herrührenden und umeinander drehenden Wirbeln überlagert sind. Diese großen Wirbel (Fig. 8)

Fig. 8. Zirkulationssysteme eines Flusses im senkrechten Durchschnitt.

sind bei den Reynoldsschen Zahlen, die den gewöhnlichen Geschwindigkeiten der Flüsse entsprechen, exzentrisch, d. h. ihre Drehachsen liegen bei den im Versuch verwendeten sehr glatten Grenzflächen nahe dem Grunde und der Schicht, in der die kleinen Reibungswirbel entstehen. Die Rückwärtsdrehung vollzieht sich daher dicht über dem Grunde und bewirkt dadurch hier die Abnahme der Durchflußgeschwindigkeit. Die Drehung stromabwärts ergibt um so geringere tangentiale Geschwindigkeiten, je höher die betreffenden Schichten über den Drehachsen liegen. Bei rauhen Wänden entfernen sich diese Achsen mehr und mehr von den reibenden Flächen. In den Neerströmen am Ufer der Flüsse wird die Rückströmung dieser großen Umlaufsysteme sichtbar, und die Lage der Achsen fällt hier mit den Wirbeltrichtern zusammen, welche die Hauptströmung der Flußmitte von den Gegenströmen trennt. Die Achsen sind also nahe den Ufern U-förmig aufwärts gebogen und endigen im Wasserspiegel; ihre Ebene ist wahrscheinlich etwas nach vorn übergeneigt. Zu beachten ist, daß diese großen Wirbel im allgemeinen nicht an bestimmten Stellen des Flußbettes haften, sondern mit der mittleren Durchflußgeschwindigkeit unter Änderung ihrer Form stromabwärts wandern. Die Stromlinien relativ zum Flußbett erleiden dadurch merkliche vertikale Schwankungen, so daß ihre horizontalen Geschwindigkeitskomponenten an den Meßinstrumenten die bekannten Pulsationen hervorrufen.

Die Form des Querschnitts der großen Wir-

bel hängt von der Geschwindigkeit und der Beschaffenheit der Wände ab. Die Abmessung in der Stromrichtung kann das Vielfache der Wassertiefe betragen; je größer aber die Geschwindigkeit und die Rauhigkeit des Flußbettes ist, desto mehr nähern sich die Wirbel der Walzenform. Es ist anzunehmen, daß über starken Wirbelungen wellenförmige Schwellungen des Wasserspiegels entstehen, wie es in Fig. 8 schematisch angedeutet ist.

Die nach einem besonderen Verfahren hergestellten photographischen Dokumente der Strömungen in offenen Gerinnen enthalten die äußersten Feinheiten der Vorgänge und erfordern Betrachtung durch die Lupe. Sie lassen sich daher nicht durch Autotypie, sondern nur durch photographische Abzüge vervielfältigen. Um aber doch eine Anschauung von der Turbulenz in Strömen zu geben, die, wie die Flußläufe, unter dem Einfluß der Reibung stehen, habe ich in der Tafel drei photographische Aufnahmen zusammengestellt, welche die Strömungen an einer einseitig durch aufgeklebte Seepocken (Balanus) rauh gemachten Planke wiedergeben. Die rauhe Fläche kann als Sohle eines Flußbettes betrachtet werden. Die Planke wurde hochkantig, eben austauchend, durch ruhendes Wasser bewegt, und die durch Bärlapp (Lycopodium) im Wasserspiegel sichtbar gemachten Strömungen gleichzeitig mit einer stehenden und einer mitfahrenden Kamera bei Blitzlicht aufgenommen. In der fahrenden Kamera ist die erste Abbildung entstanden, in der die Planke in Ruhe und das Wasser strömend erscheint — Stromlinien —, während die stehende Kamera in den folgenden Abbildungen dieselben Vorgänge so darstellt, wie sie vom Standpunkte des im Unendlichen ruhenden Mediums erscheinen, oder wie sie ein Beobachter sehen müßte, wenn er sich mit der mittleren Durchflußgeschwindigkeit in einem Strome fortbewegte: Kraftlinien oder absolute Stromlinien der Theorie.

Die in der Stromlinienaufnahme sichtbaren Wirbel, wie die Konturen des Modells, sind in den Kraftlinien von der Geschwindigkeit der Fortbewegung überlagert und daher unkenntlich geworden, und umgekehrt die zwischen den Kraftlinien sichtbaren Wirbel in den Stromlinien nur durch deren flatternden Verlauf angedeutet. Die sichtbaren Wirbel der Kraftlinien verharren am Orte in der ruhenden Flüssigkeit, oder bewegen sich in einem wirklichen Strome mit dessen mittleren Geschwindigkeit, die gleich der Fahrgeschwindigkeit ist. Diese ist am oberen Rande der Photos durch Funkenchronographie registriert.

Man sieht nun an diesen Kraftlinienbildern, daß der verzögernde Einfluß der Bodenreibung bis zur Höhe der sichtbaren Wirbeldrehpunkte oder der mittleren Stromgeschwindigkeit reicht, darüber aber die Bewegung stromab etwas größer wird, da die tangentiale Komponente der Drehung oben der mittleren Geschwindigkeit zu addieren, unten zu subtrahieren ist. Man erkennt auch unschwer die großen Umläufe, in welche die kleineren eingeschlossen sind, und die wieder von der Gesamtzirkulation umschlossen werden.

Über die Verteilung der horizontalen Geschwindigkeit (Fig. 1 und 8, rechts) eines Stromes ergibt sich hiernach, daß sie in der festen Oberfläche des Grundes gleich Null ist, dann bis zur Höhe der mittleren Geschwindigkeit V_m schnell zunimmt, darüber aber nur wenig bis zum Maximum ansteigt. Die Kontinuität erfordert, daß in der Zeiteinheit ebensoviel Flüssigkeit schneller als die mittlere Geschwindigkeit abwärts fließt, als zugleich am Grunde hinter dieser Geschwindigkeit zurückbleibt. Zieht man durch den Punkt V_m (Fig. 8) eine Senkrechte, so bedeutet das vor derselben liegende Flächenstück a den Geschwindigkeitsüberschuß im oberen Bereich der Zirkulation und die gleich große Fläche b den gleichzeitigen Mangel der Geschwindigkeit, der durch die rücklaufende Bewegung der Zirkulation am Grunde entsteht. Das durch zahlreiche Messungen in der Hydraulik ermittelte Geschwindigkeitsprofil der Ströme vom Grunde bis zur Höhe der maximalen Geschwindigkeit ist somit als Folge der großen Umlaufwalzen vollkommen erklärt. Das Zurückbiegen der Kurve nahe dem Niveau ist aber die ganz analoge Folge der entgegengesetzt drehenden Zirkulationen, welche durch die beim Zerfall der wandernden Wirbel entstehenden Gegenwirbel in diesen Schichten erzeugt werden. Die Verzögerung ist an der Oberfläche in der zurückflutenden, abgespaltenen Lamelle jener Wirbel am stärksten und nimmt von da nach unten langsam gegen die Höhenlinie der größten Durchflußgeschwindigkeit ab.

Es beherrschen also zwei sehr ungleiche und entgegengesetzte Umlaufsysteme mit zahllosen entsprechend drehenden Wirbeln den Gang der Bewegungen in einem natürlichen Wasserlauf.

Einer Erklärung bedarf noch die durch die Messungen festgestellte Tatsache, daß die Abnahme der Geschwindigkeit am Wasserspiegel nur in der breiten Mitte des Stromes, nicht aber in der Nähe des Ufers vorliegt. Diese Erscheinung hängt mit der

Polarisation der wandernden Wirbel zusammen. Nur in der Strommitte erfolgen die Zirkulationen in senkrechten Ebenen um horizontale Achsen. Die dementsprechend polarisierten wandernden Wirbel liefern daher in den Lamellen ihres Abbaus stromauf gerichtete Resultanten. In der Nähe der Ufer aber, wo die Zirkulationsachsen U-förmig nach oben gebogen sind und die Kraftlinien des Umlaufs in mehr oder weniger schrägen Ebenen liegen, müssen auch die treibenden Wirbel der Richtung dieser Bewegung folgen und daher in den verschiedensten Stellungen ihrer Achsen die Oberfläche erreichen. Es können somit auch die senkrecht zu den Achsen abgestoßenen Zerfallslamellen in ihrer Gesamtheit keine stromauf gerichtete Resultante ergeben. Die Durchflußgeschwindigkeit muß daher im Bereich der Uferzirkulationen nahe der Oberfläche unverändert bleiben.

(Eingegangen 12. November 1921.)

Über das Leuchten der Flammenionen im Luftfunken.

Von H. Greinacher.

(Mit Tafel II.)

Kürzlich habe ich einen Versuch beschrieben, der die Alkali-Ionen in Flammengasen auf optischem Wege nachzuweisen erlaubt[1]). Die mit dem Alkalisalz beschickte Flamme wird in ein starkes elektrisches Feld gebracht. An zwei dünnen *Pt*-Drähten, die sich außerhalb der Flamme befinden, werden die Metallionen aufgefangen und lassen sich durch nachheriges Ausglühen der Drähte spektroskopisch leicht erkennen.

Es lag nun nahe, die aus der Flamme herauswandernden Ionen schon während ihres Durchgangs durch die Luft sichtbar zu machen. Zu dem Zweck ließ ich Funken durch eine Bunsenflamme hindurchgehen, wobei die eine Elektrode (*Pt*-Draht) in der Flamme, die andere (Messingkugel) einige Zentimeter neben der Flamme angebracht war. Beobachtet man die (horizontale) Funkenlinie in einem Handspektroskop, so findet man für die reine Flamme folgendes charakteristisches Aussehen: Die Luftstrecke erscheint in zwei Teile getrennt, eine erste, an den Flammensaum anschließende, in der mit großer Intensität nur die H_α-Linie und eine zweite längere, in der auch das linienreiche Luftfunkenspektrum hervortritt. H_α tritt indessen nur auf, wenn die Kugel negativ ist. Verwendet man statt des gewöhnlichen Induktorfunkens kondensierte Funken (oszillierende Entladung), so erhält man die *H*-Linie bei beiden Polaritäten. Es sieht also im ganzen so aus, wie wenn die positiven *H*-Ionen der Flamme in Richtung des elektrischen Feldes wandern und im Funken zur Lichtemission angeregt werden.

Bringt man in die Flamme *Na*-Salz, so erscheint hell die *D*-Linie längs des ganzen Funkens, wenn die Kugel negativ, schwach auch, wenn die Kugel positiv. Ähnlich waren die Resultate, wenn die Bunsenflamme in die Mitte zwischen zwei Luftelektroden (2 *Pt*-Spitzen in 7 cm Abstand) gebracht wurde. Auch hier erhielt man zwischen Flammensaum und der Luftstrecke eine charakteristische Randzone, in der die H_α- und die *D*-Linie fast allein hervortraten, und zwar hauptsächlich auf der Seite der negativen Elektrode.

In der Folge wurden nun eine Reihe von spektrographischen Aufnahmen gemacht, um die Lichtanregung speziell der Alkalimetalle in Flamme, Randzone und Luft zu untersuchen. Zugleich wurden Versuche zur Frage gemacht, ob die im Luftfunken angeregten Metallatome als ursprüngliche Flammenionen aufzufassen sind.

Anordnung für die Aufnahmen Nr. 1—9.

Die Funken wurden zwischen den Enden zweier vertikal übereinander gestellter *Pt*-Drähte von 1 mm Dicke erzeugt, da die Abbildung auf den vertikalen Spalt des Spektrographen zu erfolgen hatte. Dementsprechend wurde auch keine gewöhnliche Bunsenflamme, sondern eine horizontal gestellte Gebläseflamme verwendet. Der Abstand zwischen den Drahtspitzen betrug 3 bis 3,5 cm, der Abstand der Gebläsemündung vom Funken ca. 3 cm. Die horizontale Flamme befand sich in der Mitte zwischen den *Pt*-Spitzen, hatte einen Durchmesser von $^1/_2$ bis 1 cm und eine Länge von etwa 10 cm und war bei den ersten Aufnahmen gegen den Spektralapparat gerichtet, bei den späteren unter einem Winkel von etwa 45° zur Visierrichtung. Der Funke wurde auf dem 1,7 cm langen Spalt mittels einer Linse abgebildet. Abstand Funke—Linse: ca. 50 cm, Linse—Spalt: ca. 20 cm. Da die Funkenbahn und damit auch das Funkenbild auf dem Spalt sich stark hin- und herbewegten, wurde die Spaltbreite groß gewählt (0,5 mm). Der Spektralapparat (Glasoptik) stammte von der Firma Schmidt & Haensch, Berlin. Durch Kassettenverschiebung konnten auf einer Platte bis zu 5 Aufnahmen bei voller Spaltlänge gemacht werden. Es wurden panchromatische Platten von Wratten & Wainright, sowie mit

[1]) Diese Zeitschr. **22**, 289, 1921.

Dicyanin für ultrarot sensibilisierte Platten von Eisenberger verwendet.

Die Funken wurden mit einem großen Induktor mit Rotax-Unterbrecher bei schwacher Belastung (1—2 Amp. Primärstrom) hergestellt. Die mittlere Funkenstromstärke war von der Größenordnung 1 Milliamp. Zu intensive Funken, die durch die Abnahme des Funkengeräusches den Übergang zur Bogenentladung anzeigten, erwiesen sich als ungünstig. Die Aufnahmezeiten variierten zwischen 1 und 30 Minuten. Vor jeder Aufnahme wurden die *Pt*-Spitzen ausgeglüht, um das jedesmal abgeschiedene Alkali zu verdampfen. Die Salzdämpfe wurden vermittelst einer Salzperle nahe der Brennermündung eingeführt. Der Brenner selbst stand auf einer gut isolierenden Unterlage (Paraffin).

Spektrogramme.

Allgemeine Bezeichnungen.

J = mittlere Funkenstromstärke in Milliamp.
l = Funkenlänge | in cm.
h = Abstand der Brennermündung |
t = Expositionszeit in Minuten.
$+$ und $-$ bedeuten die Polarität der oberen Elektrode (auch oben im Bild).
Das linke Ende des Spektrums ist rot.

Nr. 1. Reine Flamme parallel Visierrichtung.
a) $+$; $t = 10$; $J = 1$; $l = 3, 4$; $h = 3$.
b) Geißlerröhre mit H_2; $t = 1$; $J = 0{,}7$.
c) $-$, sonst identisch mit a).

Bei a) und c) erkennt man in der Mitte das Flammenspektrum, dann das Luftspektrum und zwischen den beiden die Randzone, welche hauptsächlich die polaren Unterschiede aufweist. In a) ist H_α hauptsächlich in der unteren, in c) in der oberen Randzone. H_β ist kaum mehr zu erkennen. Auf der Platte ist sie noch eben als sehr verwaschener und verbreiterter Streifen kenntlich. Im Blauvioletten sind noch eine Anzahl durch alle drei Partien durchgehende Linien. H_α ist übrigens auch in Flamme und Luftstrecke deutlich vorhanden. Die unvollkommene Polarität des H-Spektrums dürfte kaum auf das Vorhandensein oszillierender Funken zurückzuführen sein, denn auch bei Einschaltung einer Gundelachschen Ventilröhre ergaben sich dieselben Spektrogramme. Dasselbe gilt auch für die im folgenden mitgeteilten Aufnahmen.

Nr. 2. Na_2CO_3; Flamme parallel Visierrichtung.
a) mit Na; $-$; $t = 2$; $J = 1{,}3$.
b) mit Na; $+$; $t = 2$; $J = 1{,}3$.
c) ohne Na; $+$; $t = 10$; $J = 1{,}3$.
a) und b). Die D-Linie ist in der Flamme und den beiden Randzonen sehr intensiv, stark auch in der Luftstrecke gegen den $-$-Pol hin. Die verbreiterte Linie geht in der Randzone in die gewöhnliche Breite der Luftlinie über. Die Linie ist auch gegen den $+$-Pol hin sichtbar.
c) Hier ist die D-Linie noch in der Flamme sichtbar (Dampf in der Zimmerluft). Die H_α-Linie tritt noch stärker als in 1a), c) hervor; die verwaschene H_β-Linie eben noch erkennbar. Auch diese ist polar.

Nr. 3. Na_2CO_3; Flamme, wie in der Folge, unter 45° gegen die Visierrichtung.
a) mit Na; $-$; $t = 10$; $J = 1$; $l = 3{,}1$; $h = 3$.
b) ohne Na; $-$; sonst dasselbe.
c) ohne Na, $-$; $t = 30$; sonst dasselbe.

Aus der Aufnahme ist der Unterschied mit und ohne Na, sowie der Einfluß der Expositionszeit bei der reinen Flamme zu ersehen. Man erkennt das, wohl durch die kleinere Funkenintensität hervorgerufene starke Zurücktreten der H-Linie in der Flamme gegenüber Nr. 1 und 2, was hier die Polarität noch stärker hervortreten läßt. In a) und b) erscheint die H-Linie etwa gleich stark, während in andern Fällen die H-Linie bei starker Alkalizufuhr gelegentlich bedeutend zurücktrat. Es dürfte dies weniger als eine eigentliche Verdrängung aufzufassen sein, als vielmehr eine Folge des durch Alkalidampf herabgesetzten Funkenpotentials und der damit verbundenen schwächeren Anregung. Bei c) erscheint H_α gegen b) infolge längerer Exposition verbreitert.

Nr. 4. *CsCl, KCl.*
a) *Cs*; $+$; $t = 5$; $J = 1{,}1$.
b) *K*; $+$; sonst gleich.
c) ohne Salz: $+$; sonst gleich.
a) Das blaue *Cs*-Dublett ist nur in der Flamme sichtbar! (Verunreinigung des Salzes mit *Na*.)
b) Hier treten die roten und violetten Dublette des Kaliums $\lambda = 7669$ und 7702 bzw. 4044 und 4047 in der Flamme auf.
c) H_α erscheint als starke durchgehende Linie, während sie bei a) und b) ganz zurücktritt (s. indessen hierüber das unter Nr. 3 Gesagte).

Nr. 5. *CsCl, RbCl, KCl, LiCl.*
a) *Cs*; $+$; $t = 10$; $J = 1{,}0$; $l = 3{,}1$.
b) *Rb*; $+$; $t = 10$; $J = 1{,}7$.
c) *K*; $+$; $t = 10$; $J = 1{,}7$.
d) *Li*; $+$; $t = 1{,}0$; $J = 1{,}7$.
a) Das blaue *Cs*-Dublett ist vornehmlich nur in der Flamme vorhanden. Immerhin scheint $\lambda = 4555$ auf der Platte andeutungsweise durchgehend. Auch die schwächer hervortretenden roten Linien sind nur in der Flamme. (Beimischung: *Na* und *Li*, wie auch bei b) und c)). Bei a), b) und

c) ist die H_α-Linie sehr verwaschen, und fehlen die grünen Funkenlinien fast völlig.

b) Das violette *Rb*-Dublett $\lambda = 4216$ und 4202 nur in der Flamme; ebenso eine schwach hervortretende ultrarote Linie.

c) Die *K*-Dubletten im Rot und Violett nur in der Flamme sichtbar.

d) Die rote *Li*-Linie $\lambda = 6708$ verhält sich analog wie die *D*-Linie, ist durchgehend und partiell polar im zu erwartenden Sinn. In der Flamme erscheint ein Lichthof. H_α ist kräftig und polar. (Verunreinigung mit *Na*.)

Die Aufnahmen deuten darauf hin, daß nur gewisse langwellige Linien der Alkalien in der Randzone und der Luft angeregt werden.

Nr. 6. *KCl, RbCl, CsCl.* Sensibilisierte Platte. Der Spektralapparat wurde hier so eingestellt, daß das rote Ende des Spektrums mehr in die Mitte des Gesichtsfeldes kam.

a) *K*; +; $t = 10$; $J = 1{,}0$; $l = 3{,}1$; $h = 3$.

b) *Rb*; +: ebenso.

c) *Cs*; +; ebenso.

a) Das rote *K*-Dublett ist nun sehr intensiv (mit starkem Lichthof) und durchgehend, das violette Dublett ist aber auch jetzt in der Randzone nicht sichtbar!

b) Auch hier treten die ultraroten Linien des *Rb* kräftig im ganzen Funken auf. (Beimengung: *Na* und *Li*; nur *D*-Linie schwach durchgehend.)

c) Insbesondere die zweitäußerste *Cs*-Linie (wie aus der Dispersionskurve sich extrapolieren ließ, wahrscheinlich $\lambda = 8524$) ist durchgehend, während wiederum andere rote Linien nur in der Flamme sichtbar sind (Beimengung *Na*). Das blaue Dublett ist nur schwach nach unten durchgehend.

Bei allen Aufnahmen beobachtet man die stärksten Linien nach oben weit über die Funkenansatzstelle hinaus verlängert, eine Erscheinung, die andeutungsweise auch bei den früheren Spektrogrammen zu erkennen ist. Dies dürfte auf die Lichtemission an der oberen *Pt*-Elektrode zurückzuführen sein. Diese Verlängerungen traten nicht regelmäßig auf, und es konnte nicht mit Sicherheit entschieden werden, ob eine Lichtreflexion am *Pt*-Draht oder ein Leuchten an demselben beim Auftreffen der Alkali-Ionen die Ursache war. Daß die Erscheinung reell ist, scheint die Tatsache zu erweisen, daß die übrige z. T. ebenfalls sehr starke Lichtemisson am Funkenende scharf mit der *Pt*-Spitze abschneidet.

Bemerkenswert ist es, daß die Polarität bei a), b) und c) nur schwach ausgeprägt ist. Es wurde die Aufnahme nochmals mit Polwechsel der Entladung wiederholt.

Nr. 7. *KCl, RbCl, CsCl.* Sensibilisierte Platte. Der Spektralapparat wurde wieder wie ursprünglich orientiert.

a) *K*; —; b) *K*; +; c) *Rb*; +; d) *Cs*; +. Sonst ebenso wie bei Nr. 6.

Die Platte scheint schwächer als die vorangegangene entwickelt zu sein.

a) Das rote *K*-Dublett ist durchgehend, und zwar bedeutend stärker nach oben. In der Flamme bedeutende Verbreiterung. Lichthof ausgeprägt.

b) Dasselbe; jedoch Ausbildung der Linie nach unten.

c) Das ultrarote *Rb*-Dublett $\lambda = 7950$ und 7806 ist, namentlich die letztere Linie, kräftig und besonders nach unten durchgehend. Das ultraviolette Dublett $\lambda = 4216$ und 4202 ist jedoch wieder nur in der Flamme vorhanden.

d) Einige langwellige Linien erscheinen hier bei schwächerer photographischer Intensität auch nur schwach durchgehend.

Die Verlängerung der durchgehenden Linien über das Funkenende hinaus ist auch hier ausgeprägt.

Nr. 8. $TlNO_3$.

a) *Tl*; +; $t = 10$; $J = 1{,}3$; $l = 3{,}1$.

b) *Tl*; —; dasselbe.

a) Die grüne Linie $\lambda = 5351$ erscheint schwach durchgehend. Nur die Ansatzstelle ist etwas markiert. Die H_α-Linie ist daneben stark und ausgesprochen polar im richtigen Sinne.

b) Die Linie ist nur nach oben durchgehend, die obere Ansatzstelle intensiver als die untere.

Um das leicht flüchtige Thalliumsalz langsam zu verdampfen, wurde die Salzperle nur an den Flammensaum herangebracht. Wird zuviel verdampft, so sinkt die Funkenspannung beträchtlich. Die *Tl*-Linie wurde im Luftfunken durchwegs nur schwach erhalten. Gelegentlich wurde die Verlängerung der Linie nach dem +-Pol hin beobachtet, so daß die Polarität der Elektroden aus der Spektrallinie nicht mit Sicherheit ersehen werden kann. Im übrigen zeigte es sich, daß sich der obere *Pt*-Draht mit einem rostbraunen (verdampfbaren) Überzug bedeckte, welcher die Wanderung des Alkalis an den ganzen Draht anzeigte. Indessen wurde hier keine Verlängerung der grünen Linie über das Funkenende hinaus beobachtet.

Nr. 9. $TlNO_3$, $SrCl_2$.

a) *Tl*; +; $t = 10$; $J = 1$.

b) *Sr*; +; $t = 10$.

a) Die grüne *Tl*-Linie ist durchgehend. Sie erscheint jedoch im umgekehrten Sinn polar.

Ob hier ausnahmsweise eine verkehrte Notierung der Polarität vorliegt, oder ob die obere Komponente der Linie dadurch verstärkt erscheint, daß hier die Lichtemission oben durch aufsteigenden *Tl*-Dampf erhöht wurde, muß dahingestellt bleiben. Eine Reihe von Aufnahmen bestätigten übrigens das unzuverlässige polare Verhalten der *Tl*-Linie. Leider gibt auch die H_α-Linie in a) keinen sicheren Anhaltspunkt, da sie in der unteren Randzone zwar an einer Stelle sehr intensiv ist, aber auch in der oberen ganzen Zone deutlich erscheint. Es möge noch auf die Krümmung der *H*-Linie hingewiesen sein. Die helle Stelle in der unteren Randzone liegt deutlich links von der Linie in der Flamme. Die *D*-Linie (Verunreinigung) ist nur in der Flamme sichtbar.

b) Die zahlreichen *Sr*-Linien erscheinen sämtlich durchgehend, stärker nach unten, d. h. im richtigen Sinne. Es ist hier bemerkenswert, daß sowohl die vielen roten und gelben als die blauen und violetten ($\lambda = 4608$, 4216 und 4078) deutlich bis sehr stark in der unteren Randzone und Luftstrecke vertreten sind. Die Schwärzung bei etwa 604 $\mu\mu$ zeigt die in Nr. 6 erwähnte Verlängerung über das Funkenende hinaus.

Versuchsbedingungen bei Aufnahme Nr. 10.

Hier wurde die Flamme durch einen Wasserdampfstrahl ersetzt. Damit sollte untersucht werden, ob die in der Luftstrecke zu beobachtenden *H*-Ionen (H_α-Linie) als durch die Flamme erzeugt betrachtet werden dürfen[1]).

Zu dem Zweck wurde die stark leitende Flamme durch Wasserdampf, der als nicht ionisiert betrachtet werden durfte, ersetzt. Der Dampfstrahl trat aus einer ausgezogenen Glasröhre (Lumen: 2,5 mm) stark divergierend aus. Abstand Mündung—Funkenbahn: 2,2 cm; Dicke des Strahls im Funken: ca. 1 cm. Man beobachtete an der Parallelfunkenstrecke ein bedeutendes Anwachsen des Funkenpotentials, sobald der Wasserdampf austrat. Dementsprechend ging der Funkenstrom von 1,2 Milliamp. auf 0,8 Milliamp. zurück. Die starke Ionisierung des Dampfstrahls durch den Funken ließ sich sehr schön am lebhaften Weißwerden des Strahls erkennen. Das Funkenlicht erschien im Dampf rötlich, während es in der Luft weißlich war. Bei a) ist oben der —-Pol, bei b) der +-Pol. Nr. 10.

Man sieht die Luftlinien sehr intensiv, alle erscheinen gegen den —-Pol hin verbreitert, so daß sie teilweise ganz zu einem kontinuierlichen Spektrum zusammenfließen. Alle Linien sind durchgehend und wesentlich stärker gegen die —-Seite hin. Die H_α-Linie ist auch durchgehend, aber sehr viel intensiver gegen den —-Pol hin. Schon im Dampfstrahl wächst sie zu großer Intensität an und verbreitert sich gegen den —-Pol zu immer mehr zu einer sehr diffusen Linie (Stark-Effekt?). Gegen den +-Pol zu ist sie von normaler Schärfe. Die H_β-Linie erscheint deutlich, wenn auch schwach, breit und verwaschen, ebenfalls im Dampfstrahl und in der Luftstrecke am —-Pol.

Versuchsbedingungen bei Aufnahme Nr. 11.

Nach dem Ergebnis von Nr. 10 lag die Möglichkeit nahe, daß auch die Alkali-Ionen im Luftfunken durch den Funken in der Flamme erst gebildet werden. Es wurde daher versucht, die Lichtanregung der Flammenionen in Luft mittels des Spitzenstroms zu beobachten. Unter der horizontalen Gebläseflamme wurde im Abstand von ca. 1 cm unterhalb des Flammensaums eine *Pt*-Spitze (Drahtdicke: 0,03 mm) aufgestellt. Der seitliche Abstand Spitze—Brennermündung betrug 3 cm. Als zweite Elektrode diente direkt das metallene Gebläse. Dieses wurde mit Erde verbunden, während an die *Pt*-Spitze über einen Flüssigkeitswiderstand Gleichspannung von 5000 Volt angelegt wurde. Die *Pt*-Spitze wurde in ca. 13facher Vergrößerung mittels eines Leitz-Objektivs abgebildet. Blenden vor und hinter dem Objektiv waren angebracht, um den Eintritt des Flammenlichts in den Spalt zu verhindern. Flammen- und Beobachtungsrichtung waren senkrecht zueinander. Die Salzdämpfe wurden wie früher mittels einer Salzperle an der Brennermündung eingeführt.

Es wurden zahlreiche Versuche mit verschiedenen Salzen ausgeführt. Die Resultate waren jedoch vielfach nicht übereinstimmend. Auch erwies sich der Umstand, daß sich das Licht der Flamme an der *Pt*-Spitze reflektierte, sehr störend. Es möge daher von den Aufnahmen nur ein Beispiel wiedergegeben werden.

Nr. 11.

Salz: *LiCl*. Spitze bei a) + 5000 Volt, bei b) — 5000 Volt, bei c) wiederum + 5000 Volt; $t = 6$.

Man erkennt das blauviolette Spektrum der

1) Um Alkali durch den Funken selbst zu ionisieren, kann man diesen durch einen salzdampfhaltigen Luftstrom hindurchgehen lassen. Nach A. Harnack (diese Zeitschr. 15, 578, 1914) erhält man indessen mit den hierbei entstehenden „Funkenflammen" ganz andere Resultate als an Flammen-Luftfunken.

Spitzenentladung, sodann an der Spitze die rote Li-Linie, die sich bei negativer Spitze ein Stück weit über den Pt-Draht hin ausdehnt (schwach auch bei positiver Spitze). Eine vierte hier nicht reproduzierte Aufnahme auf derselben Platte wurde ohne Spitzenentladung (Spannung 0) ausgeführt. Auch hier erschien die punktförmige Li-Linie infolge der Lichtreflexion an der Pt-Spitze. Somit kann nur die bei —-Spitze auftretende Linienverlängerung als durch die Spitzenentladung entstanden angesehen werden. Ob dies einem Leuchten beim Aufprallen von Li-Ionen zuzuschreiben ist (s. die früher schon beschriebene Linienverlängerung) konnte nicht sicher nachgewiesen werden, da die Erscheinung sich schwer reproduzieren ließ. Sehr schwach (nur auf der Platte erkennbar) war übrigens bei c) auch die stark verlängerte D-Linie sichtbar. Bei allen drei Aufnahmen wurde dieselbe Li-Perle benützt. Diese gab aber am Schluß mehr Na-Dampf (Na als Verunreinigung) ab als am Anfang. Daß sich wirklich Alkali an der Spitze abgeschieden hatte, wurde jeweilen an der Flammenfärbung beim Ausglühen erkannt.

Zusammenfassung und Schluß.

Die Flammen-Luftfunken zeigen, daß der Wasserstoff und die Alkalimetalle aus der Flamme herauswandern. Die Metallionen bewegen sich hauptsächlich an die negative Elektrode, zum Teil aber auch an die positive. Von den untersuchten Metallen Li, K, Rb, Cs, Tl und Sr zeigte nur das Tl weniger ausgeprägte Polarität. Man unterscheidet eine ausgesprochene Flammen- und eine Luftstrecke und dazwischen eine Randzone. Letztere sendet am wenigsten Licht aus. Die Alkalilinien sind in der Flamme stark verbreitert. Es ist nur eine sehr beschränkte Anzahl Linien, die aus der Flamme in die Rand- und Luftzone übertreten. Beim Sr jedoch gehen alle Linien durch. Es ist beachtenswert, daß bei den Alkalien (inkl. Tl) vornehmlich die langwelligen Linien in Rand- und Luftzone erscheinen, bei K, Rb und Cs z. B. nur die roten bzw. ultraroten. Es treten hauptsächlich die ersten Glieder der Hauptserie auf. Trotz der großen Feldstärke im elektrischen Funken erscheinen somit kräftig nur die Linien mit kleinem Anregungspotential (kleines $h\nu$). So beträgt bekanntlich die Anregungsspannung für die D-Linie nur 2,1; für die Kaliumlinie $\lambda = 7669$ sogar nur 1,6 Volt. Daß aber gleichzeitig hohe Spannungen zur Verfügung stehen, zeigt das gleichzeitige kräftige Auftreten der H_α-Linie, für welche 12 Volt nötig sind. Inwiefern etwa diese Eigentümlichkeit mit dem Umstand zusammenhängt, daß sich die Alkali-Ionen in Luft bewegen, bleibt noch zu untersuchen.

Die Alkali-Ionen der Luft werden teilweise ursprüngliche Flammenionen sein, können aber teilweise erst durch den Flammenfunken gebildet sein. Ersetzt man die Flamme durch einen Wasserdampfstrahl, so tritt ebenfalls die H_α-Linie in der Luft gegen den —-Pol hin auf. Der Funke bildet im Dampf somit H-Ionen. Dieses an H_2 gefundene Verhalten kann zwar nicht ohne weiteres auf das Alkali übertragen werden. Immerhin zeigt Wasserstoff in der hauptsächlichen Anregung des langwelligen Terms (hier ,allerdings der ersten Nebenserie) und der ausgesprochenen Polarität eine weitgehende Analogie mit den Alkalien. Das Aussehen der H_α-Linie ist jedoch verschieden. Hier erfolgt nicht in der Flamme, sondern in der Luftstrecke eine Verbreiterung der Linie, was im Falle des H_2O-Dampfes bis zu einem starken Diffuswerden ausartet. Manchmal sieht es so aus (Aufnahme Nr. 9), als ob die Linie innerhalb und außerhalb der Flamme verschiedene (mittlere) Wellenlänge hätte.

Bei den roten (ultraroten) Alkalilinien wurde eine z. T. bedeutende Verlängerung derselben über die Funkenbahn hinaus beobachtet, besonders stark bei kräftiger Schwärzung (Lichthöfe um die Linien in der Flamme). Die H_α-Linie, die z. T. ebenfalls sehr kräftig auftrat (Aufnahme Nr. 10), zeigte dies niemals, während man z. B. gleichzeitig die Erscheinung bei der benachbarten Li-Linie (Aufnahme Nr. 5) erhielt.

Versuche, die Flammenionen in die Luft herauszuziehen und in der Spitzenentladung zu untersuchen, führten zu keinen eindeutigen Resultaten. Auch hier trat gelegentlich eine Verlängerung der Alkalilinien (Ausdehnung des Leuchtens über die Elektrode) ein.

Diese Arbeit wurde teilweise mit Mitteln ausgeführt, die die Stiftung für wissenschaftliche Forschung an der Universität Zürich dem Institut zur Verfügung gestellt hatte.

Zürich, Physikalisches Institut der Universität, November 1921.

(Eingegangen 10. November 1921.)

Über den Einfluß des Druckes fremder Gase auf D-Linien in gesättigtem Na-Dampf.

Von R. Minkowski.

1. Mit den Formeln der klassischen Elektronentheorie läßt sich der Verlauf der Ab-

sorption in Spektrallinien und der damit verbundenen Erscheinungen der anomalen Dispersion und Magnetorotation mit zwei Konstanten, der Zahl $\mathfrak{N}$ der Dispersionselektronen in der Volumeneinheit und der Dämpfungskonstanten ν'[1]) quantitativ wiedergeben. Füchtbauer[2]) und Ladenburg[3]) haben gezeigt, wie die Größe $\mathfrak{N}$ quantentheoretisch zu deuten ist. Diese Deutung bezieht sich zunächst nur auf die aus Absorptionsmessungen hervorgehenden Werte von $\mathfrak{N}$[4]); die Verwertung von Messungen der anomalen Dispersion und Magnetorotation ist nur unter der Voraussetzung möglich, daß sie zu denselben Werten von $\mathfrak{N}$ führen wie die Messung der Absorption. Eine solche Übereinstimmung erscheint zwar bei der volkommenen Wiedergabe aller erwähnten Erscheinungen durch die klassische Theorie äußerst wahrscheinlich; da aber den klassischen Formeln vielleicht nur phänomenologische Bedeutung beizumessen ist, ist die Nichtübereinstimmung keineswegs ausgeschlossen.

Leider liegt bisher nur sehr geringes experimentelles Material zur Beantwortung dieser Frage vor. Aus Gouys[5]) Messungen an einer Natriumflamme, deren Absorption in den D-Linien für das Licht einer zweiten gleichen Flamme den Wert 0,1 besaß, und aus Senftlebens[6]) Messungen der Magnetorotation an Flammen gleicher Linienabsorption hat Ladenburg[7]) die größenordnungsmäßige Übereinstimmung der aus Messungen der Emission bzw. der Magnetorotation erhaltenen Werte von $\mathfrak{N}$ nachgewiesen. Eine endgültige Entscheidung ist nur aus Untersuchungen zu erhalten, die unter genau reproduzierbaren und gleichen Bedingungen ausgeführt sind. Die genaue Reproduzierbarkeit ist bei den Absorptionsmessungen von Füchtbauer und Schell[8]) und den magnetorotatorischen Messungen des Verfassers[9]) an den D-Linien in gesättigtem Na-Dampf in gleicher Weise erreicht, die Bedingungen sind jedoch insofern verschieden, als bei den ersten ein Stickstoffdruck von 1700 mm vorhanden war, während bei den letzten der Na-Dampf sich im Vakuum befand. Da die Temperatur außerdem in beiden Fällen verschieden war, ist ein Vergleich beider Messungen nur in der Weise möglich, daß der $\mathfrak{N}$-Wert, der aus der Magnetorotation für die Temperatur 447° abs. des gesättigten Dampfes folgt, bei der die Absorptionsmessung ausgeführt ist, aus den zwischen 509° und 694° abs. durch eine Dampfdruckformel gut darstellbaren gemessenen Werten extrapoliert wird. Die Ausführung des Vergleichs ergibt eine Abweichung des Absorptionswertes um etwa 40 Proz. nach unten[1]).

Es liegt nahe, die Ursache dieser Differenz zunächst in der erwähnten Verschiedenheit der Versuchsbedingungen zu suchen. Allerdings schließen Füchtbauer und Hofmann[2]) aus Messungen an dem 2. und 3. Gliede der Hauptserie des Cäsiums auf die Unabhängigkeit der $\mathfrak{N}$-Werte vom Druck des Stickstoffs zwischen 1 und 20 Atmosphären, aber es erscheint durchaus möglich, daß bei der angegebenen Variation des Druckes die Änderung von $\mathfrak{N}$ durch die Meßfehler von 10 bis 15 Proz. überdeckt wird und trotzdem bei Steigerung des Druckes vom Vakuum auf 1700 mm 30—40 Proz. des $\mathfrak{N}$-Wertes erreicht.

Zur Untersuchung dieser Frage wurden auf Veranlassung von Herrn Prof. Ladenburg Messungen der Magnetorotation an den D-Linien ausgeführt, bei denen sich der Na-Dampf in mit Stickstoff gefüllten abgeschlossenen Rohren befand. Die Versuchsanordnung ist die früher benutzte[3]). Zur Füllung der Rohre wurde atmosphärischer Stickstoff benutzt, der durch Durchleiten von Luft durch NH_3, glühendes Kupfer, konz. H_2SO_4, KOH, P_2O_5 und Na-Dampf (bei ca. 350°) erhalten und gereinigt wurde. Der größte Druck, bei dem die Messungen noch durchführbar waren, war 50 mm Hg bei Zimmertemperatur (entsprechend ca. 100 mm bei der Versuchstemperatur). Bei höheren Drucken sind die D-Linien so stark verbreitert, daß mit dem zur Verfügung stehenden Elektromagneten keine zur Messung genügenden Drehungen außerhalb der Absorption hervorzurufen waren.

Tab. 1 gibt zunächst die Resultate von zwei Aufnahmen (64 u. 69) mit evakuierten Rohren, die zur erneuten Kontrolle der Reproduzierbarkeit vorgenommen wurden. Die erhaltenen Werte von

$$\varrho = \frac{4\pi e^2}{m}\mathfrak{N}$$

---

1) W. Voigt, Magneto- und Elektrooptik, Leipzig 1908, S. 105 ff.

2) Chr. Füchtbauer, diese Zeitschr. **21**, 322, 1920.

3) R. Ladenburg, Zeitschr. f. Phys. **4**, 451, 1921 (im folgenden zitiert als a. a. O.).

4) Ladenburg, a. a. O., 456.

5) G. L. Gouy, C. R. **88**, 420, 1879; **154**, 1764, 1912; Ann. de Phys. (9) **13**, 188, 1920.

6) H. Senftleben, Diss. Breslau 1915, Ann. d. Phys. **47**, 949, 1915.

7) R. Ladenburg, a. a. O., S. 465.

8) Chr. Füchtbauer u. C. Schell, diese Zeitschr. **14**, 1164, 1913.

9) R. Ladenburg u. R. Minkowski, Zeitschr. f. Phys. **6**, 153, 1921; R. Minkowski, Ann. de Phys. **66**, 206, 1921.

1) R. Ladenburg u. R. Minkowski, a. a. O., S. 153.

2) Chr. Füchtbauer u. W. Hofmann, Ann. **43**, 96, 1914.

3) R. Minkowski, a. a. O., S. 211.

Tabelle I.

Aufnahme Nr.	T	Stickstoffdruck in mm Hg	$\varrho_1 \cdot 10^{-22}$	$\varrho_2 \cdot 10^{-22}$	ϱ_2/ϱ_1	ϱ_{D_1} nach den früheren Messungen ohne Stickstoffdruck	ϱ_{D_2}	Abweichung der Werte bei Stickstoffdruck in Proz. D_1	D_2
64	532,0	—	5,2	10,0	1,93	5,25	10,3		
69	645,2	—	259	533	2,06	256,5	513		
65	533,7	91	5,24	10,9	2,08	5,35	10,7	— 2,2	+ 1,8
66	553,3	91	5,00	10,3	2,06	5,45	10,9	— 9,0	— 5,8
67	592,5	101	43,3	85,9	1,99	50	100	— 15,6	— 16,4
76	621,6	106	125	238	1,90	128,5	257	— 2,8	— 8
70	654,0	112	264	524	1,97	330	660	— 25	— 26
77	677,2	115	515	1015	1,97	000	1200	— 16,5	— 18,2
					Mittel: 2,00				

stehen in völliger Übereinstimmung mit den Werten, die aus den früheren Messungen nach den Formeln[1])

$$\varrho_2 = -\frac{5130}{T} + 32{,}66$$

$$\varrho_1 = -\frac{5130}{T} + 32{,}36$$

hervorgehen und in den vorletzten 2 Spalten der Tabelle angegeben sind.

Die weiteren Aufnahmen in Tab. I geben die Ergebnisse der Messungen bei Stickstoffdruck. Auch bei Berücksichtigung des maximalen Fehlers von etwa 11 Proz. in ϱ treten deutliche Abweichungen auf, anscheinend weisen sie einen Gang mit der Dampfdichte auf. Während bei der niedrigsten Temperatur die Verkleinerung von ϱ nicht sicher erkennbar ist, übersteigt sie bei der höchsten Temperatur den möglichen Fehler unbedingt. Die Resultate ständen auch mit einer konstanten Abweichung von ca. 12 Proz. nach unten im Einklang. Die Verkleinerung von ϱ ist für beide Linien gleich groß, so daß $\varrho_{D_2}/\varrho_{D_1}$ wieder den Wert 2,00 erhält.

Damit ist bewiesen, daß die in der üblichen Weise berechnete Zahl $\mathfrak{N}$ der Dispersionselektronen pro Kubikzentimeter vom Druck abhängig ist[2]). Die vorliegenden Ergebnisse, auf deren Ausbau infolge der Unmöglichkeit, größere Drucke zu benutzen, verzichtet werden mußte, gestatten keine genaueren Schlüsse auf die Beziehungen zwischen $\mathfrak{N}$, dem Druck und der Temperatur.

Es kann jedoch kaum ein Zweifel bestehen, daß die Unstimmigkeit zwischen dem aus der Füchtbauerschen Absorptionsmessung und dem aus den Magnetorotationsmessungen extrapolierten $\mathfrak{N}$-Wert zum großen Teil, möglicherweise sogar ganz, durch den Einfluß des Druckes hervorgerufen ist. Es muß aber beachtet werden, daß ein Teil der Abweichung vielleicht auf Rechnung der Extrapolation zu setzen ist, die unter ganz bestimmten Annahmen über die Temperaturabhängigkeit der Verdampfungswärme und der spezifischen Wärme durchgeführt ist. Daß diese in Analogie zu anderen Metallen (Hg, Zn, Cd) gewählten Annahmen nicht ganz zutreffen, ist nicht unmöglich. Jedenfalls liegt aber zurzeit kein Grund vor, an der Übereinstimmung der aus Messungen der Absorption und Magnetorotation hervorgehenden $\mathfrak{N}$-Werte zu zweifeln, so daß man unbedenklich die von Füchtbauer und Ladenburg gegebene Deutung von $\mathfrak{N}$ auch auf die aus der Magnetorotation erhaltenen Werte anwenden darf.

Die beobachtete Abnahme von $\mathfrak{N}$ unter dem Einfluß des Druckes kann quantentheoretisch in verschiedener Weise gedeutet werden. Am wahrscheinlichsten erscheint vorläufig die Annahme, daß es sich um eine Änderung der Übergangswahrscheinlichkeit handelt. Mit dem vorliegenden experimentellen Material ist jedoch eine Entscheidung zwischen den verschiedenen Möglichkeiten noch nicht durchführbar. Der beabsichtigte Versuch, die Meßgenauigkeit so zu vergrößern, daß eine einigermaßen sichere Entscheidung über die richtige Auslegung möglich wird, erscheint jedoch nicht aussichtslos.

2. Die S. 3 und 4 erwähnte starke Verbreiterung der D-Linien durch den Druck ist stark unsymmetrisch. Beide Linien verbreitern sich unter dem Einfluß des Druckes stark nach Rot, die Verbreiterung nach Violett ist wesentlich schwächer. Dies Verhalten der Linien der Hauptserie der Alkalien ist schon oft beobachtet worden (Wood, Bevan, Füchtbauer u. a.). Ähnliche starke und noch stärkere Unsymmetrie bei großen Na-Dampfdichten wie die hier mitgeteilte hat zuletzt Clinkscales[1]) beschrieben. Bei seinen Versuchen befand sich der Na-Dampf

1) Vgl. R. Ladenburg u. R. Minkowski, a. a. O., S. 157.

2) Dieses Resultat steht in Übereinstimmung mit den von Füchtbauer auf dem Physikertag in Jena vorgetragenen Beobachtungen.

1) Clinkscales, Phys. Rev. 31, 1911.

in einem mit Bunsenbrenner geheizten Stahlrohr. Wegen der fehlenden Temperaturgleichmäßigkeit glaubte Clinkscales einen Einfluß der anomalen Dispersion im Sinne der Juliusschen Anschauungen nicht ausschließen zu können. Bei den hier mitgeteilten Beobachtungen war die Temperatur so gleichmäßig, daß ein solcher Einfluß der anomalen Dispersion ausgeschlossen ist. Leider ist das zur Verfügung stehende Gitter wegen seiner ungewöhnlich starken Geister zur genauen Untersuchung von Intensitätsverhältnissen ungeeignet, so daß nur qualitative Beobachtungen ausgeführt werden konnten.

In einem bei Zimmertemperatur mit Stickstoff von 400 mm Hg-Druck gefüllten Rohr von 7,0 cm Länge erscheinen bei kleinen Na-Dampfdichten die D-Linien einigermaßen scharf. Eine Verschiebung gegen die Lage der Vergleichslinien, die in einem evakuierten Rohr erhalten wurden, ist nicht zu bemerken. Bei höheren Dampfdichten werden die Linien breiter, der kurzwellige Rand bleibt schärfer als der langwellige. Fig. 1, Kurve a gibt den mit einem

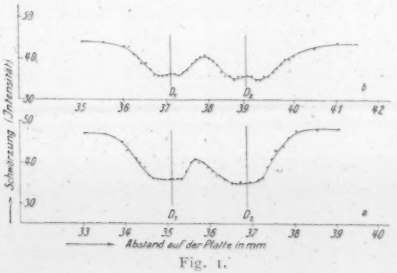


Fig. 1.

Hartmannschen Mikrophotometer gemessenen Schwärzungsverlauf bei 574° abs., entsprechend einem Na-Dampfdruck von 0,015 mm Hg; zum Vergleich ist die Schwärzung einer Aufnahme der D-Linien bei 687° abs. ohne Stickstoffdruck wiedergegeben (Kurve b), die infolge des größeren Na-Dampfdrucks (0,5 mm Hg) annähernd ebenso breit sind. Die Lage des Schwerpunkts der unverbreiterten Linien ist durch gleichzeitige Vergleichsaufnahmen der D-Linien in dünnem Na-Dampf im Vakuum oberhalb und unterhalb des Hauptspektrums bestimmt. Die durch den Druck erzeugte Unsymmetrie ist deutlich zu erkennen. Bei noch höherer Dampfdichte fließen die D-Linien zu einem breiten Band zusammen. Es bietet sich dann das überraschende Bild, daß der Abstand von der Vergleichslinie D_2 bis zum kurzwelligen Rand der verbreiterten Linie kleiner ist als der von D_1 bis zum langwelligen Rand, also annähernd das Spiegelbild von dem, was ohne Stickstoffdruck bei höherem Na-Dampfdruck zu sehen ist. Bei dem schwächeren Stickstoffdruck (50 mm bei Zimmertemperatur) ist die Unsymmetrie schwächer, aber noch durchaus deutlich. Ohne Stickstoffdruck ist bei den höchsten Na-Dampfdrucken ($> 0{,}1$ mm Hg) die Unsymmetrie wohl schon angedeutet. Die Richtung der Unsymmetrie steht im Einklang mit der von Ladenburg beobachteten, mit Aufspaltung verbundenen Rotverschiebung der D-Linien in Absorption unter dem Einfluß starker elektrischer Felder.

3. Die Absorptionsmessungen von Bartels[1] und die Magnetorotationsmessungen des Verfassers[2] haben gezeigt, daß in der Tat, wie zuerst Füchtbauer bemerkt hat, aus der Zahl $\mathfrak{N}$ der Dispersionselektronen pro Kubikzentimeter kleine Drucke einatomiger Dämpfe bestimmt werden können, sobald der Proportionalitätsfaktor zwischen dieser Zahl und der Zahl N der Atome pro Kubikzentimeter bekannt ist. Der in Abschnitt 1 beschriebene Einfluß des Druckes ist unmerklich, solange es sich um kleine Dampfdrucke, etwa bis zur Größenordnung 1 mm Hg, handelt, für die die optische Druckmessung ja allein Sinn hat. Bei Messungen unter höherem Druck könnten allerdings Korrektionen nötig werden, die die Messung sehr umständlich gestalten würden, wenn die Größe der Einwirkung des Druckes von der Temperatur abhängt (vgl. S. 71). Ist dies nicht der Fall, so treten auch hier keine Erschwerungen auf, der bei dem herrschenden Druck geltende Wert von $\mathfrak{N}/N$ muß natürlich bekannt sein.

Diese optische Druckmessung gestattet eine Anwendung, die bei anderen Methoden jedenfalls nicht in so einfacher Weise möglich ist, nämlich kleine Partialdrucke einatomiger Dämpfe in Gemischen zu bestimmen, wenn der Druck der anderen Komponenten ebenfalls klein oder seine Größe und Einwirkung auf $\mathfrak{N}/N$ bekannt ist. Als Beispiel einer solchen Messung wurde eine Messung des Na-Dampfdruckes über einer K-Na-Legierung ausgeführt. Zu diesem Zwecke wurde in ein Absorptionsrohr Na und K, das genau wie das Na gereinigt wurde, hineindestilliert. Nach den Messungen wurde das Rohr geöffnet und der Inhalt durch Wägung als Chlorid und als Sulfat analysiert. Die Analyse ergab 52 Proz. Na und 48 Proz. K mit einer Genauigkeit von ± 5 Proz. In Tab. II

1) Chr. Füchtbauer u. H. Bartels, Zeitschr. f. Phys. **4**, 334, 1921; H. Bartels, Ann. d. Phys. **65**, 43, 1921.

2) R. Ladenburg u. R. Minkowski, a. a. O.; R. Minkowski, a. a. O.

Tabelle II.

T	$\varrho_{D_1} \cdot 10^{-22}$	$\varrho_{D_2} \cdot 10^{-22}$	$\bar{p}$	p	$\frac{\bar{p}}{p}$
648,5	174	363	0,113	0,178	0,64
625,0	81,3	170	0,0510	0,087	0,59
593,2	30,9	64,5	0,0184	0,030	0,61
554,5	8,13	16,2	0,00437	0,0069	0,63

ist die absolute Temperatur T, der erhaltene Wert von

$$\varrho = \frac{4\pi e^3}{m} \mathfrak{N},$$

der daraus berechnete Druck $\bar{p}$, der Dampfdruck p des reinen Na und das Verhältnis $\frac{\bar{p}}{p}$ eingetragen. Das Verhältnis der Drucke ergibt sich unabhängig von der Temperatur zu 0,62.

Die vorliegende Arbeit ist im Physikalischen Institut der Universität in Breslau ausgeführt. Herrn Geheimrat Lummer möchte ich auch an dieser Stelle für die weitgehende Überlassung der Mittel des Instituts danken.

Göttingen, 30. Oktober 1921.

(Eingegangen 25. November 1921.)

VORTRÄGE UND DISKUSSIONEN DES DEUTSCHEN PHYSIKERTAGES IN JENA VOM 18.—24. SEPTEMBER 1921.

Chr. Füchtbauer und G. Joos (Tübingen), Über Intensität und Verbreiterung von Spektrallinien.

Unsere Untersuchung über die durch fremde Gase bewirkte Verbreiterung der Quecksilberlinie 2537, welche der unerregte Dampf absorbiert, haben wir mit einem eigens dafür gebauten Spektrographen weitergeführt und über einen großen Druckbereich ausgedehnt. Wir untersuchten die Form der verbreiterten Linie, das Gesetz der Zunahme der Verbreiterung mit wachsender Dichte des verbreiternden Gases, die Gesamtabsorption pro Atom und ihre Abhängigkeit von der Dichte, endlich die bei zunehmender Dichte eintretende Verschiebung des Maximums der Absorptionslinie nach längeren Wellen.

Methode.

Um als ultraviolette Lichtquelle den nicht ganz konstanten Cadmiumfunken verwenden zu können, mußten die Intensitätsmarken gleichzeitig (statt wie in früheren Arbeiten nacheinander) aufgenommen werden. Sie wurden daher auf jede Platte aufgenommen, indem dicht vor der photographischen Platte zu beiden Seiten der Quecksilberabsorptionslinie Uvioglasplättchen angebracht waren, die das Licht passieren mußte. Da die Durchlässigkeit der Plättchen vorher bestimmt worden war, wurden so auf jeder Platte kleine Vergleichsfelder erhalten, die bekannten Intensitäts-Verhältnissen entsprachen. Der Funke wurde, um einen guten kontinuierlichen Grund zu geben, mittels eines kleinen technischen Transformators erzeugt, der von primärem Wechselstrom durchflossen wurde. Parallel zur Funkenstrecke lag ein in Öl befindlicher Plattenkondensator, hergestellt aus Glasplatten und Aluminiumfolien. Eine Quarzlinse erzeugt ein Bild des Funkens in dem durch dicke Quarzplatten verschlossenen eisernen Absorptionsrohr, das mit einer das Gas enthaltenden Stahlflasche und dem Manometer verbunden ist. Das Absorptionsrohr wurde durch ein Wasserbad auf konstanter Temperatur gehalten und war innen mit einem Beschlag von Quecksilbertröpfchen überzogen, so daß die Zahl der absorbierenden Quecksilberatome stets gesättigtem Dampf entsprach. Eine zweite Quarzlinse bildet den Funken dann auf den Spalt ab. Der von der Firma Zeiß gelieferte Spektrograph besitzt 2 Quarzobjektive von 85 cm Brennweite und ist mit 5 Cornuprismen ausgerüstet, so daß der austretende Strahl den eintretenden kreuzt. Er hat die für einen lichtstarken Prismenapparat große Dispersion von 0,37 mm pro Å.-E. bei $\lambda = 2537$ Å.-E. Da hier kein geeignetes Photometer zur Verfügung stand, wurden die Aufnahmen mit freundlicher Erlaubnis von Prof. Koch auf dem registrierenden Photometer des Hamburger Instituts registriert, wofür wir den Herren Dr. Goos, Goosmann und Dr. Schrader zu größtem Dank verpflichtet sind. Aus der Registrierkurve der verbreiterten Linie und der Intensitätsmarken werden dann die Absorptionskurven abgeleitet. Die Einzelheiten des Verfahrens werden demnächst ausführlicher beschrieben werden.

Wir stellen jetzt die Resultate durch Kurven dar. Dabei sind Fig. 1 bis 3 Einzelauswertungen, Fig. 4 bis 6 aber enthalten die Mittelwerte aus sämtlichen jeweils am nämlichen Gas beim nämlichen Druck und der nämlichen

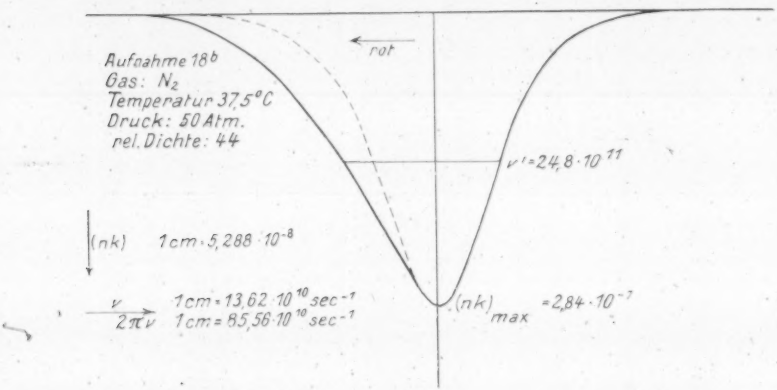


Fig. 1.

Temperatur gemachten Messungen. Wir rechnen im allgemeinen mit einem Fehler von etwa 5 Proz. der $n\varkappa$-Werte.

1. Form der Absorptionskurven.

Es ergibt sich das überraschende und als Fingerzeig für die Theorie bedeutungsvolle Resultat, daß die Kurvenform bei der gleichen Absorptionslinie völlig verschieden ist für verschiedene verbreiternde Gase. Die Unterschiede sind ganz grob; man erkennt sie direkt auf den Registrierkurven, noch ehe man eine Intensitätsmarkenkurve gezeichnet hat, ja man sieht das verschiedene Aussehen der Ränder der Absorptionslinie sogar auf den Aufnahmen selbst.

Fig. 1 bis 3 geben Beispiele solcher Kurven. n ist der Brechungsindex, $\varkappa$ der Absorptionsindex, definiert durch die Beziehung, wonach der von einer Röhre der Länge l durchgelassene Bruchteil des auffallenden Lichtes der Wellenlänge λ ist $q = e^{-\frac{4\pi n \varkappa}{\lambda} l}$. Die Werte der für die Absorption maßgebenden Größe $n\varkappa$ sind nach unten als Ordinaten, die Schwingungszahlen als Abszissen nach rechts aufgetragen. Versuchsbedingungen und Maßstab sind in die Figuren eingeschrieben. (Eine in den Kurven an der Stelle, wo $n\varkappa$ die Hälfte des Maximalwertes hat, gezogene horizontale Linie gibt die Halbwertsbreite, von der erst im nächsten Abschnitt zu sprechen ist.) Fig. 1 stellt die Verbreiterung der Quecksilberabsorptionslinie durch Stickstoff dar, Fig. 2 die Verbreiterung durch Kohlensäure. Diese beiden Gase erzeugen eine ausgesprochen unsymmetrische Absorptionskurve der Quecksilberlinie. Der Charakter ist bei beiden Gasen ein ganz ähnlicher, steiler Abfall nach kurzen Wellen zu. In den Figuren ist zum einen Ast der Absorptionskurve

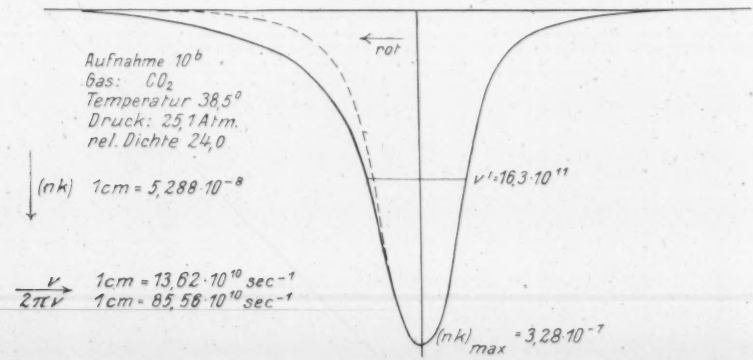


Fig. 2.

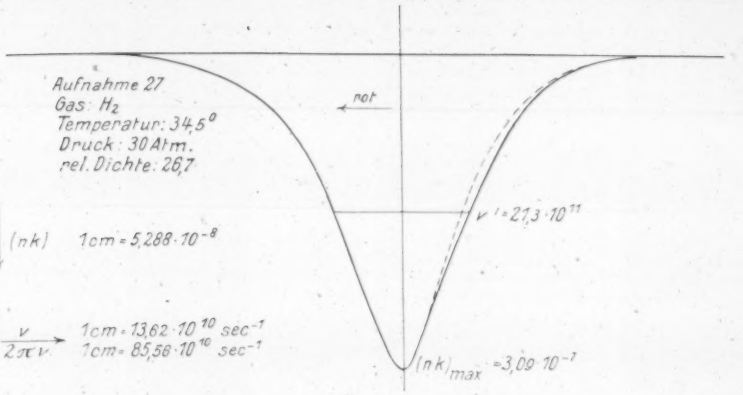


Fig. 3.

symmetrisch bezüglich der durch das Maximum gezogenen Ordinate ein punktierter Kurvenast gezeichnet, aus dessen Abweichung vom wirklichen (ausgezogenen) Kurvenverlauf man die Unsymmetrie deutlich erkennt.

Wasserstoff dagegen (Fig. 3) als verbreiterndes Gas gibt eine nahezu symmetrisch zur Stelle stärkster Absorption liegende Kurve. (Eine äußerst kleine Abweichung von der Symmetrie, deren Reellität nicht außer Zweifel ist, liegt entgegengesetzt wie bei Stickstoff und Kohlensäure: Sie macht die Kurve steiler nach langen Wellen zu.)

Andererseits gleichen die jetzt bei Verbreiterung der Quecksilberabsorptionslinie durch Stickstoff erhaltenen Kurven ganz den früher gleichfalls bei Verbreiterung durch Stickstoff erhaltenen Absorptionskurven[1]) mehrerer Hauptserienlinien des Cäsiums und Natriums, die ebenfalls stark unsymmetrisch und steiler gegen kurze Wellen zu waren.

Die eigentümliche Form der Absorptionskurve ist also nicht charakteristisch für das gestörte Atom, sondern vielmehr für das störende Atom. Die bisherigen Theorien scheinen ein solches Verhalten kaum erklären zu können.

2. Halbwertsbreiten und ihre Abhängigkeit von der Dichte des verbreiternden Gases.

Als besonders geeignet, der Theorie Anhaltspunkte zu geben, wurde die Zunahme der Halbwertsbreite mit wachsender Dichte des verbreiternden Gases in viel weiterem Umfang als früher[1]) untersucht. Halbwertsbreite ν' heißt[2]) der Frequenzbereich, innerhalb dessen der Absorptionskoeffizient nx größer ist als die Hälfte seines Maximalwertes. Die Resultate zeigt Fig. 4, in welcher die Halbwertsbreite ν'

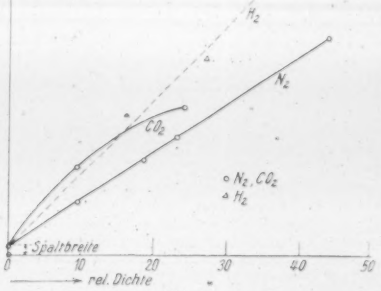


Fig. 4.

der Quecksilberlinie 2537 als Funktion der relativen Gasdichte für verschiedene verbreiternde Gase aufgetragen ist. Als Einheit der Dichte wählten wir diejenige bei 0° und 1 Atmosphäre.

1) Chr. Füchtbauer u. W. Hofmann, Über Maximalintensität, Dämpfung und wahre Intensitätsverteilung von Serienlinien in Absorption, Ann. d. Phys. **43**, 96, 1914; Füchtbauer u. C. Schell, diese Zeitschr. **14**, 1164, 1913.

1) Füchtbauer u. Hofmann, loc. cit.

2) Obwohl im folgenden mit ν die Schwingungszahlen bezeichnet sind, ist ν' die Differenz der Kreisfrequenzen $2\pi\nu$ für die 2 Halbwertsstellen der Absorptionskurve. Diese Voigtsche Bezeichnung ließen wir unverändert, um den direkten Vergleich mit den Zahlen von Füchtbauer u. Hofmann zu ermöglichen.

Bei Verbreiterung durch Stickstoff, mit dem wir die meisten Messungen machten, ergibt sich völlig genaue Proportionalität der Halbwertsbreite mit der Dichte des Stickstoffs in dem großen Bereich von 10 bis 50 Atmosphären Druck.

Wasserstoff zeigt bei gleicher Atomzahl im ccm eine erheblich stärkere verbreiternde Wirkung als Stickstoff. Die Breite ist auch hier der Dichte proportional.

Bemerkenswert ist die Kurve der Kohlensäure: Die Verbreiterung wächst mit der $^2/_3$ten Potenz der Dichte. Dieses eigentümliche Verhalten wird in der Theorie Beachtung verdienen.

In allen 3 Fällen zeigt sich keine Möglichkeit einer Darstellung der Verhältnisse nach der Theorie von Debye-Holtsmark, welche das große Verdienst hat, zum erstenmal die Verbreiterung als Starkeffekt molekularer Felder theoretisch berechnet und Folgerungen daraus für den Dichteeinfluß gezogen zu haben. Auf Fälle wie den vorliegenden (und wohl auch die untersuchten Linien der Hauptserien der Alkalimetalle[1]) ist die Holtsmarksche Theorie eben nicht anwendbar, weil Paschen und Gerlach bei der Quecksilberlinie 2537 trotz Anwendung einer sehr empfindlichen Methode keinen meßbaren Starkeffekt fanden. Dementsprechend fordert jene Theorie einen anderen Dichteeinfluß als den hier von uns gefundenen, nämlich bei Quadrupolen wie Stickstoff und Wasserstoff Proportionalität der Halbbreite mit der $^4/_3$ten Potenz der Dichte, bei Kohlensäure, deren Molekül als schwacher Dipol anzusehen ist, die erste Potenz. Experimentell fanden wir, wie erwähnt, bei Wasserstoff und Stickstoff die erste, bei Kohlensäure die $^2/_3$te Potenz. Diese charakteristischen Potenzen sind natürlich sehr geeignet zur Prüfung der verschiedenen Theorien. G. Joos macht für die Störung in Fällen wie dem von 2537 die starken, während eines Elektronenumlaufs im störenden Molekül sich rasch ändernden Momentanfelder verantwortlich.

3. Stärke der Absorptionslinie bei verschiedenen Dichten.

Eine wichtige Frage bezüglich der Intensität der Spektrallinien ist folgende: Wird die gesamte pro Atom absorbierte Lichtmenge durch Störungen vermindert? Im Sinn der Bohrschen Theorie entspricht der Stärke der Absorption die Häufigkeit der Elektronensprünge, deren jeder die Energie $h\nu$ aus dem einfallenden Lichtbündel absorbiert. Diese Häufigkeiten (oder Wahrscheinlichkeitsfaktoren) konnten[1]) berechnet werden aus den Messungen Füchtbauers und seiner Mitarbeiter, bei denen zum erstenmal die Absorption der Linien und gleichzeitig der Dampfdruck[2]) (die Zahl der absorbierenden Atome) gemessen wurde. Die jetzt untersuchte Frage lautet also im Sinne der Quantentheorie: Wird diese Häufigkeit durch äußere Einwirkung, insbesondere durch störende Atome, beeinflußt? Zur Beantwortung dieser Frage bestimmten wir aus den n_x-Kurven das $\int n_x dv$ mit dem Planimeter. Da jeder n_x-Wert und daher auch $\int n_x dv$ der Quecksilber-Atomzahl streng proportional ist, sind zur Gewinnung einer charakteristischen Größe in Fig. 5 die Werte

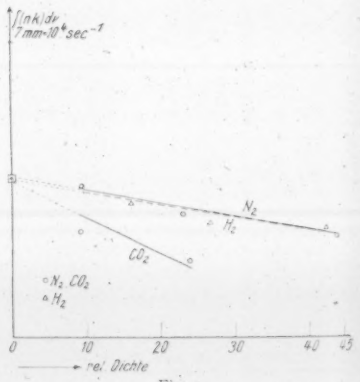


Fig. 5.

von $\int n_x dv$, alle reduziert auf $^1/_{1000}$ mm Quecksilberdampfdruck bei 18°, als Ordinaten aufgetragen, die relativen Dichten des verbreiternden Gases als Abszissen. Die Kurven ergeben in der Tat einen Einfluß der Dichte des zugefügten Gases. Bei allen untersuchten Gasen nimmt die durch $\int n_x dv$ gemessene Gesamtabsorption mit wachsender Dichte des störenden Gases ab. Auffallend sind die kleinen Werte des Integrals bei Kohlensäure. Über das Gesetz der Abnahme soll nichts Bestimmtes gesagt werden, da die lineare Abnahme nicht sicher erwiesen scheint. Natürlich müssen die Kurven aller Gase bei Extrapolation auf Druck Null durch den nämlichen Punkt der Ordinatenachse gehen. — Wenn man also aus dem $\int n_x dv$

1) Füchtbauer und Hofmann fanden loc. cit. innerhalb der Fehlergrenzen die Halbbreite der untersuchten Cäsiumlinien proportional mit der Dichte des Stickstoffs, doch war der Druckbereich nicht groß.

1) Chr. Füchtbauer, diese Zeitschr. **21**, 322, 1920.
2) Vgl. A. Kröner, Ann. d. Phys. **40**, 438, 1913.

verbreiterter Linien auf ihre Stärke bzw. die Häufigkeit der Bohrschen Übergänge schließt, wird man zweckmäßig die kleinste für den Spektrographen (mit Rücksicht auf seine Auflösung) noch zulässige Verbreiterung wählen und, nach Untersuchung bei mehreren Dichten, auf die Gasdichte Null extrapolieren. Dies würde auch eine kleine Korrektion bei der früheren Messung des $\int n x dv$ der durch Stickstoff verbreiterten Alkalilinien bedingen können.

4. Absolutwert des $\int n x dv$ bei bekannter Atomzahl. (Zahl $\mathfrak{N}$ der Dispersionselektronen im cm³).

Während früher allgemein angenommen wurde, daß die Zahl der die Absorption und Dispersion bedingenden Resonatoren (Elektronen) klein gegenüber der Zahl der Atome des absorbierenden Dampfes sei, konnten Füchtbauer und Hofmann[1]) zuerst zeigen, daß, beim Rechnen nach der klassischen Strahlungstheorie, die Zahl der absorbierenden Resonatoren für das 1. Linienpaar der Hauptserie des Cäsiums annähernd gleich derjenigen der Metallatome ist. Die damalige Rechnung läßt sich noch verbessern durch Benützung der Zahlen, die inzwischen Herr Roschdestwensky gefunden und nach seiner 1915 in russischer Sprache erschienenen Arbeit uns freundlicherweise im Mai 1921 mündlich mitteilte. Er findet aus Messungen der anomalen Dispersion für das Verhältnis der Elektronenzahl der Cäsiumlinie λ 4555 zu λ 3877 etwa 6, in vollständiger Übereinstimmung mit der von uns loc. cit. angegebenen Zahl 6 (aus unseren Absorptionsmessungen). Für das Verhältnis der stärkeren Linie des ersten Paares 8528 zur stärkeren Linie des zweiten Paares 4555 findet Roschdestwensky 62. Ferner ergibt sich aus der Absorptionsmessung von Füchtbauer und Hofmann für die Linie 3877:

$$\int_0^\infty n x dv = 5{,}64 \cdot 10^5 .$$

Mit diesen teilweise neuen Zahlen lauten unsere damaligen Überlegungen so: Nach der klassischen Strahlungstheorie ist die Zahl der die Absorption und Dispersion bedingenden Resonatoren (quasielastisch gebundenen Elektronen)

$$\mathfrak{N} = \frac{4 \nu m}{e^2} \int_0^\infty n x dv .$$

Daraus $\mathfrak{N}_{3877} = 6{,}91 \cdot 10^{12}$. Aus dem Cäsiumdampfdruck 0,223 mm folgt die Atomzahl pro cm³. $N = 4{,}38 \cdot 10^{15}$.

Daraus $\frac{N}{\mathfrak{N}_{3877}} = 634$. Nach obigem ist nun

$$\frac{\mathfrak{N}_{8528}}{\mathfrak{N}_{3877}} = 62 \cdot 6{,}0 = 372 .$$

Setzt man nun, wie damals von uns nach Analogie mit Natrium angenommen und von Roschdestwensky inzwischen experimentell gefunden, das Verhältnis der stärkeren Linie des ersten Paares zur schwächeren gleich 2, so daß also

$$\mathfrak{N}_{1.\ \text{Paar}} = \frac{3}{2} \cdot \mathfrak{N}_{8528} ,$$

so wird

$$\frac{\mathfrak{N}_{1.\ \text{Paar}}}{\mathfrak{N}_{3877}} = 372 \cdot \frac{3}{2} = 558 .$$

Also

$$\frac{N}{\mathfrak{N}_{1.\ \text{Paar}}} = \frac{634}{558} = 1{,}14 .$$

Nun hat man zu bedenken, daß $\int n x dv$ für die bei etwa 30 Atm. Stickstoffdruck aufgenommene Linie 3877 vielleicht durch Extrapolation auf den Druck Null eine kleine Zunahme (analog wie beim Quecksilber) erfahren wird, so daß obiger Wert schon dadurch noch näher an 1 kommen dürfte. Indessen ist die Genauigkeit der verwendeten schwierigen Messungen nur so groß, daß man sagen muß, obiges Verhältnis sei innerhalb der Fehlergrenzen 1. Also ist durch das jetzt vorliegende genauere Material der von Füchtbauer und Hofmann gezogene Schluß gesichert, daß die Zahl der Dispersionselektronen für das 1. Paar der Cäsiumhauptserie gleich der Zahl der Dampfatome ist. Kürzlich haben Ladenburg und Minkowski[1]) für die D-Linien des Natriumdampfes durch genaue Messung der magnetischen Drehung das nämliche Ergebnis erhalten, eine angesichts der Verschiedenheit der Methoden bemerkenswerte Übereinstimmung.

Berechnung von $\frac{N}{\mathfrak{N}}$ für die Quecksilberlinie 2537.

Wir entnehmen der Fig. 5 den auf Druck 0 extrapolierten Wert, bemerken jedoch dabei, daß diese Korrektion für unser Ergebnis bedeutungslos ist, denn der letzte gemessene Wert 4,10 ist vom extrapolierten 4,30 nur um 5 Proz. verschieden. Aus $\int n x dv = 4{,}30 \cdot 10^4$ folgt

$$\frac{N}{\mathfrak{N}_{2537}} = 45{,}4 .$$

1) loc. cit.

1) R. Ladenburg und R. Minkowski, Zeitschr. f. Phys. 6, 153. 1921.

Wir sehen, obwohl diese Linie gleichfalls ein 1. Hauptserienglied ist, ist die Zahl der Resonatoren erheblich kleiner als die Zahl der Dampfatome. Dies wird damit zusammenhängen, daß es von der nämlichen Bahn ^2_2S aus noch eine andere, und zwar sehr starke Absorptionslinie $^2_2S - 2P$ gibt, die das 1. Glied der Hauptserie des Systems einfacher Linien ist, vielleicht außerdem damit, daß 2537 dem Tripletsystem angehört.

Wir haben hier die Darstellung der klassischen Dispersionstheorie gewählt, obwohl wir überzeugt sind, daß die Stärke der Spektrallinien vielmehr im Sinne der Quantentheorie durch die Übergangswahrscheinlichkeiten (wie diese Zeitschr. 21, 322, 1920 berechnet) bestimmt wird. Um so beachtenswerter ist das obige einfache Verhalten der 1. Paare der Alkalihauptserien, für welche die Absorption (natürlich auch die Emission) aus der klassischen Theorie richtig berechnet wird unter der Annahme, daß jedes Atom einen Resonator trägt; das Resultat der klassischen Rechnung liefert dann direkt den quantentheoretischen Wahrscheinlichkeitsfaktor. Darin äußert sich eine hinsichtlich der Intensitäten bestehende merkwürdige „Korrespondenz" des Ergebnisses der klassischen und der Quantentheorie. Wegen dieser Korrespondenz ist es vielleicht übersichtlicher, die Intensität durch die Resonatorenzahl $\mathfrak{N}$, bzw. die Resonatorenzahl pro Atom $\frac{\mathfrak{N}}{N}$ zu charakterisieren, als durch die Wahrscheinlichkeitsfaktoren P.

5. Verschiebung des Maximums.

Humphrey und Mohler fanden, daß Spektrallinien durch hohen Druck nach langen Wellen verschoben werden. Doch ist die bisher wohl stets angewandte Methode, den Funken oder Bogen unter höherem Druck zu erzeugen, vielleicht nicht so geeignet, die Wirkung verschiedener Gase rein zu beobachten. Denn es wirken außer dem untersuchten Gas noch der Metalldampf von im Funken unbestimmbarer Konzentration und die Ionen mit. Dagegen haben wir diese Verschiebung an einer Absorptionslinie (2537 des Quecksilbers) gemessen, wo der Effekt des zugesetzten Gases rein beobachtet werden kann; denn der Quecksilberdampf von etwa $^1/_{1000}$ mm kommt natürlich daneben nicht in Betracht. Wir maßen die Verschiebung des Absorptionsmaximums gegen eine sehr scharfe Linie 2540 unseres Beleuchtungsfunkens, die sich auch auf den Registrierplatten deutlich vom kontinuierlichen Grund abhob. Fig. 6 gibt die Verschiebung

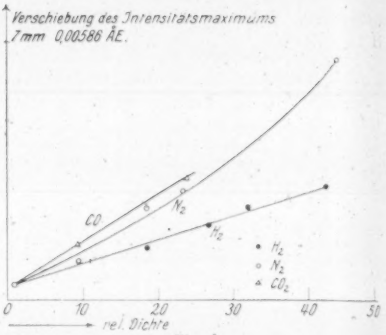


Fig. 6.

als Funktion der relativen Dichte des störenden Gases. Die Verschiebung scheint zunächst der Dichte proportional zu sein (bei Kohlensäure und Wasserstoff), doch zeigt sich beim Stickstoff, bei dem gerade die meisten Versuche vorliegen, ein stärkeres Anwachsen bei höheren Dichten. Dies bedarf also weiterer Untersuchung bei noch höheren Drucken. Dagegen ist vollkommen sicher eine verschiedene Wirkung der verschiedenen Gase: Wasserstoff verschiebt viel weniger als Kohlensäure und Stickstoff von gleichem Druck und gleicher Temperatur, bzw. gleicher Atomzahl in cm^3. Man könnte sich fragen, ob wohl ein Zusammenhang dieses Verhaltens mit der Form der Absorptionskurve besteht, bei welcher ebenfalls Kohlensäure und Stickstoff untereinander sehr ähnlich, aber vom Wasserstoff ganz verschieden sind.

Zusammenfassung.

1. Die Form einer durch fremdes Gas verbreiterten Spektrallinie hängt vom verbreiternden Gas, nicht vom absorbierenden ab; 2537 gibt mit Kohlensäure und Stickstoff eine unsymmetrische, mit Wasserstoff eine fast symmetrische Verbreiterung.

2. Die Halbwertsbreite der Quecksilberlinie 2537 ist bei Verbreiterung durch Wasserstoff und Stickstoff der Dichte proportional.

3. Die Gesamtabsorption $\int \varkappa dv$ nimmt mit zunehmender Verbreiterung bei gleich gehaltener Atomzahl ein wenig ab.

4. Beim Cäsium ist für das 1. Paar der Hauptserie (beide Linien des Duplets zusammengenommen) die Zahl der im Sinne der klassischen Theorie berechneten Dispersionselektronen gleich der Zahl der Cäsiumatome[1]). Bei der Queck-

1) Die Resonatorenzahl des 2. Paars ist bereits sehr klein gegenüber der des 1. Paars, die der höheren Paare

silberlinie 2537 ist die Resonatorenzahl etwa 45mal kleiner als die Atomzahl.

5. Das Maximum von 2537 wird durch Wasserstoff weniger nach Rot zu verschoben als durch Kohlensäure und Stickstoff.

Der Gesellschaft Deutscher Naturforscher und Ärzte, die unsere Arbeit aus Mitteln der Trenkle-Stiftung unterstützte, sind wir zu großem Dank verpflichtet, ebenso Herrn Prof. Dr. Paschen für die reichliche Überlassung der dafür so geeigneten Apparate und Einrichtungen des Tübinger Instituts.

Diskussion.

Frank: Ich möchte bemerken, daß bei den Versuchen des Herrn Vortragenden sowohl wahre Absorption im Sinne Bohrs, d. h. ein Übergang eines Atoms in einen höheren Quantenzustand, wie auch Zerstreuung des Lichtes durch Dispersion (Bohrs scheinbare Absorption) als Absorption gemessen wird. Man muß darauf bei der theoretischen Deutung Rücksicht nehmen.

Ladenburg: Zu dem Vortrag möchte ich mir verschiedene Bemerkungen erlauben. Die Halbweite ist bei unsymmetrischen Linien doch wohl kein brauchbares Maß der Dämpfung, jedenfalls nicht ausreichend und der Vergleich ihrer Druckabhängigkeit mit den theoretischen Überlegungen Holtsmarks ist nicht entscheidend, zumal diese nur symmetrische Verbreiterungen ergibt.

Füchtbauer: Aus den verschiedenen in meinem Vortrag erwähnten Gründen reicht die Theorie von Holtsmark für die Erklärung der mitgeteilten Erscheinungen nicht aus. Die Halbwertsbreite erscheint mir doch als das brauchbarste einfache Maß der Verbreiterung. Natürlich erschöpft die Halbwertsbreite nicht das, was unsre Kurven sagen. Dafür haben wir ja die ganzen Kurven aufgenommen (s. Fig. 1 bis 3). Übrigens folgt auch die von uns untersuchte symmetrische Verbreiterung (durch Wasserstoff) der Holtsmarkschen Theorie nicht.

Ladenburg: Auf den Zusammenhang zwischen Linienbreite und elektrischem Effekt und auf die Ursache der Unsymmetrie möchte ich bei meinem späteren Vortrag zurückkommen. Was die von Hrn. Füchtbauer gefundene Druckabhängigkeit der Übergangswahrscheinlichkeit betrifft, so haben wir in Breslau dieselbe Frage nach der Methode der Magnetorotation untersucht; sie hat ja den Vorzug, daß wir auch ganz reinen Metalldampf ohne fremde Beimischung verwenden können. Die kürzlich von Herrn Minkowski ausgeführten Versuche haben nun bei Zusatz von Stickstoff bis etwa 100 mm Druck einen geringen Effekt an der Grenze der Meßgenauigkeit ergeben, ebenfalls im Sinn einer Verkleinerung der Übergangswahrscheinlichkeit unter der Wirkung der Zusammenstöße. Bei höherem Stickstoffdruck werden die Linien so breit, daß unser magnetisches Feld nicht mehr ausreicht, und einen großen Magneten haben wir leider nicht. Wenn wir das eben mitgeteilte Ergebnis von Herrn F. hinzunehmen, so scheint tatsächlich der Unterschied zwischen dem von ihm und von uns gemessenen „optischen Wert des Dampfdrucks" des *Na* (vgl. R. Ladenburg u. R. Minkowski, Zeitschr. f. Phys. **6**, 153 ff. [speziell Fig. 2 u. S. 163], 1921) auf diesem Druckeffekt zu beruhen: der Zusatz von etwa $2^1/_4$ Atm. Stickstoff, mit dem die Herren Füchtbauer-Schell arbeiteten, hat ihren Wert gegenüber dem unserigen, der in stickstoffreiem *Na*-Dampf erhalten wurde, um 30—40 Proz. erniedrigt. Die von Herrn F. erwähnte Übereinstimmung zwischen Zahl der Dispersionselektronen der *D*-Linien und Atomzahl angebend, meine ich (und habe dies in den von Herrn F. zitierten Untersuchungen näher ausgeführt): die Korrespondenz zwischen klassischer und quantentheoretischer Auffassung dieser Übereinstimmung besteht darin, daß die Verweilzeit des Atoms im Resonanzzustand $2\,p$, die reziproke Wahrscheinlichkeit der mit Emission von *D*-Licht verknüpften Übergänge $2\,p \rightarrow 1{,}5\,s$ gleich der Abklingungszeit ist, in der die Amplitude eines klassischen Resonators der Frequenz der *D*-Linien auf den e-Teil sinkt (bis auf einen kleinen Faktor k, der als Verhältnis der Quantengewichte der Zustände $2\,p$ und $1{,}5$ vielleicht ganzzahlig, jedenfalls das Verhältnis zweier kleiner ganzer Zahlen ist). Diese Korrespondenz wird übrigens (wenn auch nicht für Bohrsche Atome, so doch für Oszillatoren und Rotatoren) bereits von den Herren Stern und Volmer in ihrer Arbeit über Jodfluoreszenz und von Herrn Planck in der 4. Auflage seiner Theorie der Wärmestrahlung besprochen.

Füchtbauer: Bei Stern und Volmer[1]) wird aus der von mir experimentell beobachteten Absorption die Verweilzeit oder Lebensdauer in überzeugender Weise berechnet. Dabei wird aber ausdrücklich die von mir am Cäsium gefundene Tatsache, daß sich die Absorption des 1. Paars der Hauptserie nach der klassischen

noch kleiner. Deshalb sind die vorliegenden Messungen wohl auch verträglich mit der theoretisch vielleicht plausibleren Aussage, daß die Summe der Resonatoren aller Hauptserienlinien eines Alkalimetalls gleich der Zahl der Metallatome sei.

1) Anm. bei der Korrektur. Vgl. Stern und Volmer, diese Zeitschr. **20**, 186, 1919.

Theorie richtig berechnen läßt unter der Annahme, daß jedes Atom einen Resonator trägt, als Erfahrungstatsache aus meiner Arbeit zitiert. Die merkwürdige Korrespondenz, von der ich sprach, besteht darin, daß die nicht gültige klassische Theorie zur richtigen Absorption führt. Eine theoretische Deutung dieser Tatsache ist von Stern und Volmer nicht versucht worden und ist auch sonst meiner Ansicht nach nicht gelungen.

BESPRECHUNGEN.

Joh. Biehle, Bautzen, **Der Einfluß der Aufhängung schwingender Glocken auf ihre Tongebung.** Berlin S 14, Verlag Dr. Wedekind. 1921. M. 5.—.

Der Verfasser untersucht in diesem Hefte inwiefern der Toncharakter einer Glocke durch deren Schwingen beim Läuten bestimmt wird, und welchen Einfluß dabei die Art der Aufhängung im geraden oder gekröpften Joche hat.

Beim Schwingen nähern sich die Glocken dem Hörer und entfernen sich wieder von ihm. Hierdurch wird der Doppler-Effekt erzeugt, und zwar am ausgeprägtesten, wenn der Hörer sich in der Schwingungsebene und in gleicher Höhe mit der Schwingungsachse befindet. Er ist gleich null in Richtung der Verlängerung der Schwingungsachse. Um die Art des Doppler-Effektes festzustellen, berechnet Biehle zunächst die Zahl und die Dauer der einzelnen Schwingungen der Glocke aus deren Dimensionen. In der Hauptsache geht nun der Ton vom Glockenrand aus, dessen Bewegungen sind also maßgebend. Die Strecke, um die sich seine Entfernung vom Hörer im Höchstfalle, d. h. bei einem Ausschwung bis zur horizontalen Lage, verändern kann, ist gleich dem doppelten Abstand der Drehachse vom Glockenrand.

Aus zurückgelegtem Weg — in Richtung zum Hörer — und Schwingungsdauer ergibt sich die mittlere Geschwindigkeit, mit der sich die Glocke dem Hörer nähert oder sich von ihm entfernt. In bekannter Weise errechnet sich weiter die mittlere Veränderung der Tonhöhe, und aus alledem ergibt sich, daß bei Glocken mit gekröpftem Joch nicht nur die Zahl der Anschläge in der Minute erheblich kleiner und die Dauer eines Ausschwunges länger ist, sondern daß der vom Glockenrand zurückgelegte Weg wesentlich kürzer, mithin der Klang wesentlich weniger lebendig erscheint, als bei Glocken mit geradem Joch.

Hiernach folgt das psychologisch interessante zeitliche und dynamische An- und Absteigen der Tonhöhe. Eine einfache Rechnung ergibt, unter welchem Winkel des Ausschwunges die mittlere Geschwindigkeit in der Projektion auf die Horizontale erreicht wird. Im übrigen wird die Bewegung graphisch dargestellt, und dabei zeigt sich, daß die auf die Horizontale projizierte Geschwindigkeit während der Schwingung von 90°—0° anfangs und am Ende langsam, in der Mitte sehr rasch zunimmt. Aber das Bild der Kurve stimmt erst mit dem Eindruck im Ohr überein, d. h. der Geschwindigkeitswechsel wird schroffer, wenn man statt der Winkel die Zeit als Abszisse wählt. Mit Hilfe dieser Geschwindigkeiten findet man aus der Formel für den Doppler-Effekt, z. B. bei den Glocken mit einem Durchmesser von 2 m bei geradem Joch, daß von 65° nach 90° und von da wieder zurück bis 65° die normale Tonhöhe etwa 0,75 sec lang gehört wird, diese dann sehr rasch fällt, von 30° vor bis 30° hinter der Nullage, also 0,45 sec lang, eine durchschnittliche Tiefe erreicht und schließlich im gleichen Zeitverlauf bei 65° zurückkehrt. Befindet sich der Hörer nicht in gleicher Höhe mit der Drehachse, sondern wie gewöhnlich tiefer, so verändern sich die Verhältnisse wesentlich, die Tonhöhenkurve wird unsymmetrisch. Genau unterhalb der Glocke tritt in einfacher Weise beim Abschwung Tonerhöhung, beim Aufschwung Vertiefung ein. Akustisch neutral verläuft der Vorgang in Richtungsverlängerung der Drehachse.

Daraus ersieht man, daß ein mittlerer Eindruck nicht entstehen kann. Dazu kommt, daß nicht nur vom Glockenrand Schallenergie ausgeht, sondern ebenfalls, wenn auch im geringen Maße, von der übrigen Mantelfläche. Dementsprechend treten auch noch alle anderen Geschwindigkeits- und Tonhöhenänderungen auf, so daß neben den errechneten maximalen Intervallen gleichzeitig alle dazwischen liegenden Tonhöhen an das Ohr treffen. Diese gleichzeitig erklingenden Töne verschmelzen für den Hörer zu einem breiten Ton mittlerer Höhe und Stärke, so daß die errechneten Tonhöheschwankungen nur zu etwa $^2/_3$ in Erscheinung treten. Die Reinheit der Tonschwankungen wird weiter verwischt durch Mitschwingen von Gebäudeteilen und durch Reflexionen an den Wänden der Glockenstube, der benachbarten und ferneren gelegenen Häusern, Mauern usw.

Das Ergebnis der Untersuchung kann dahin zusammengefaßt werden, daß mit zunehmender Schwungweite der Klang der Glocken lebendiger und gehaltvoller wirkt, in dem Auf- und Niederheben eine Verbreiterung des Gehöreindruckes stattfindet. Deshalb ist die gerade Aufhängung der gekröpften vorzuziehen. Zum Schluß folgen noch einige kurze Bemerkungen über das Material der Aufhängekonstruktion. Ferner sind aus den Ergebnissen anregende Folgerungen für den liturgischen Gebrauch der Glocken entwickelt.

Das Heft verarbeitet zum ersten Male die Gesetze der Pendelbewegung mit den akustischen und psychologischen Vorgängen der Glocke und bietet daher bemerkenswertes Interesse auch über den Kreis der Glockenwelt hinaus. Dr. Weisbach.

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Ernannt: Der Privatdozent an der Universität Marburg Dr. Martin Schenck zum a. o. Professor für physikalische Chemie an der Technischen Hochschule Dresden, der Direktor des Instituts für Gärungsgewerbe und Stärkefabrikation in Berlin Professor Dr. Friedrich Hayduck zum ord. Professor der Technischen Chemie an der Landwirtschaftlichen Hochschule daselbst.

Neuer Lehrvertrag: Dr. Hans Kühl in Lichterfelde an der Technischen Hochschule Berlin für Zementuntersuchung und Zementforschung in der Abteilung für Chemie und Hüttenkunde.

Übertritt in die Technik: Der Privatdozent für Chemie an der Universität Berlin und Direktor der Tetralinwerke Rodleben Dr. Walther Schrauth in den Vorstand der I. D. Riedel A.-G. Berlin.

Gestorben: Der Professor der Chemie an der Accademia Navale in Livorno Dr. Giacomo Bertoni, der ord. Professor für Geophysik an der Universität Leipzig Dr. Robert Wenger.

Für die Schriftleitung verantwortlich Dr. Erich Hückel in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

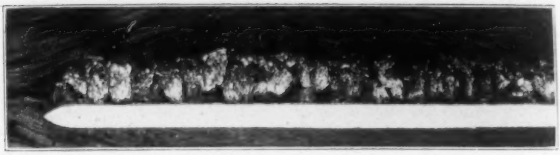


Fig. 9. Turbulente Strömung über einer rauhen Fläche, Vorderende, Stromlinien. $v = 37{,}5$ cm.

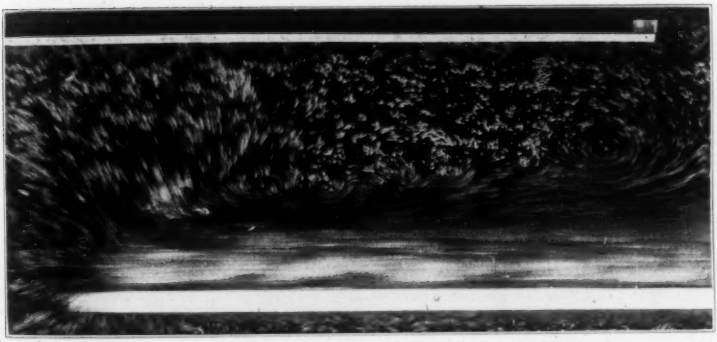


Fig. 10. Dieselbe Strömung, gleichzeitige Aufnahme, in der Darstellung durch Kraftlinien.

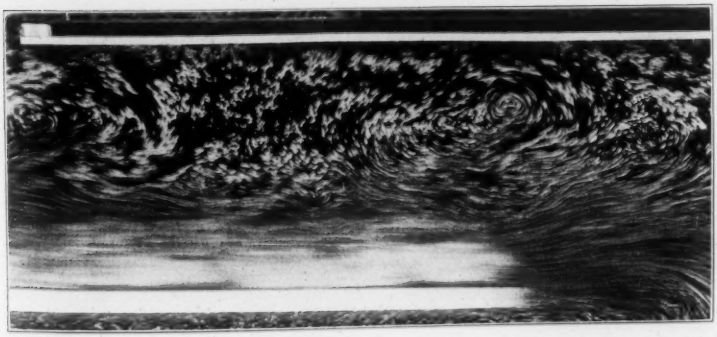
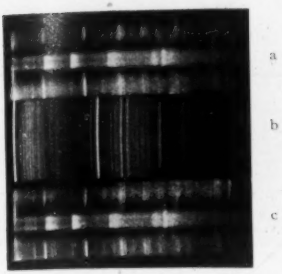
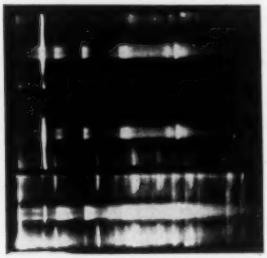


Fig. 11. Dieselbe Strömung über dem hinteren Ende der Versuchsfläche, Kraftlinien. $v = 47{,}0$ cm.

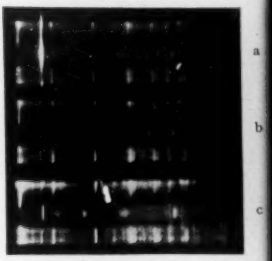
Nr. 1.



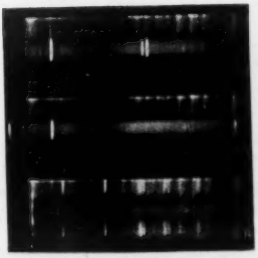
Nr. 2.



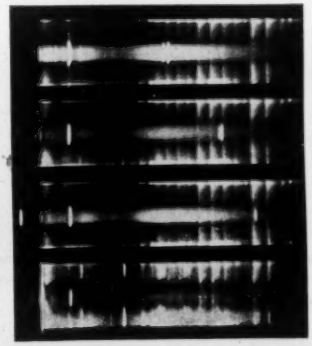
Nr. 3.



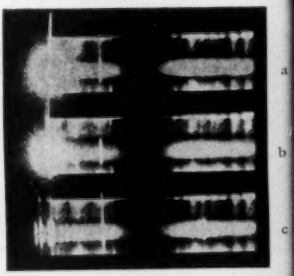
Nr. 4.



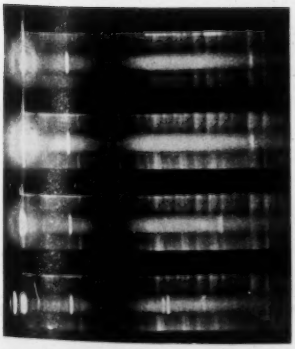
Nr. 5.



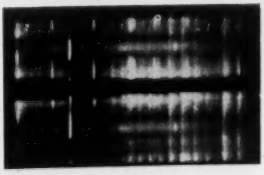
Nr. 6.



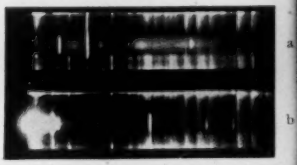
Nr. 7.



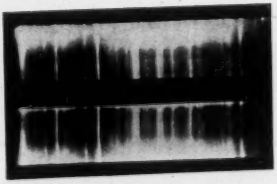
Nr. 8.



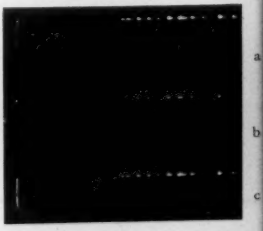
Nr. 9.



Nr. 10.



Nr. 11.



Verlag von S. Hirzel in Leipzig.

Inhaltsverzeichnis:

(B. — Besprechungen.)

	Seite
Dipolgase: Kohäsion und Zustandsgleichung bei —, v. H. Falkenhagen	87
Emissionsrichtung: Die Abhängigkeit der Röntgenbremsstrahlung von der —, v. A. March	84
Falkenhagen, H., Kohäsion und Zustandsgleichung bei Dipolgasen	87
Fondation George Montefiore, Lüttich. (T.)	104
Fraunhofersche Linien: Über die Gravitationsverschiebung der —, v. L. C. Glaser	100
— —, v. L. Grebe	102
Geyger, W., Ein neues Verfahren zur punktweisen Aufnahme von Wechselstromkurven	102
Glaser, L. C., Über die Gravitationsverschiebung der Fraunhoferschen Linien	100
Gleichgewichte: Bericht über die Anwendung der Statistik auf chemische —, v. K. F. Herzfeld (B.)	95
Gravitationsverschiebung: Über die — der Fraunhoferschen Linien, v. L. C. Glaser	100
— —, v. L. Grebe	102
Grebe, L., Über die Gravitationsverschiebung der Fraunhoferschen Linien	102
Herzfeld, K. F., Bericht über die Anwendung der Statistik auf chemische Gleichgewichte. (Fortsetzung.)	95
Kalähne, A., Zum Gedächtnis v. R. H. Weber	81
Kohäsion und Zustandsgleichung bei Dipolgasen, v. H. Falkenhagen	87
Luftstrahl: Über die Strömungsvorgänge im freien —, v. W. Zimm. (B.)	104
March, A., Die Abhängigkeit der Röntgenbremsstrahlung von der Emissionsrichtung	84
Röntgenbremsstrahlung: Die Abhängigkeit der — von der Emissionsrichtung, v. A. March	84

(Fortsetzung auf Seite III.)

PHYSIKER

praktisch veranlagt, mit besonderen Kenntnissen auf dem Gebiete der **Elektrizitätslehre** für unsere Patentabteilung gesucht.

Schriftl. Angebote mit Zeugnisabschriften, Lichtbild, Lebenslauf und Gehaltsansprüchen erbeten unter dem Kennwort **„Elektrizitätslehre"** an die Angestellten-Vermittlungsstelle bei den Direktionen der

SIEMENSFIRMEN

Verwaltungsgebäude SIEMENSSTADT bei BERLIN

Elektroingenieur oder Physiker

mit guten Kenntnissen in der Elektrotechnik, der nach erfolgter Einarbeitung über Themata aus dem Gebiete des Fernmeldewesens, der Meßtechnik und der Elektromedizin gewandt schreiben kann, für unsere literarische Abteilung, sowie

Elektroingenieur od. Physiker

mit guten allgemeinen Kenntnissen in der Elektrotechnik für die kritische Durchsicht der eingehenden Fachliteratur zu baldigem Eintritt gesucht. Schriftl. Angebote mit Zeugnisabschriften, Lebenslauf u. Gehaltsansprüchen erbeten unter **B. N. Z. 363** an **Ala-Haasenstein & Vogler, Berlin W. 35.**

Neuste Konstruktion!

Kugelepiskop. D.R.P. 250314.

Franz Schmidt & Haensch

Berlin S. 42, Prinzessinnenstraße 16

Werkstätten für Präzisions-Mechanik und Optik.

Neue optische Spezialinstrumente eigener Konstruktion,

Polarisations-, Spektral-, Projektionsapparate, Episkope u. a.

Preislisten kostenlos.